

2000

« Astrophysique nucléaire : du microcosme nucléaire au macrocosme astrophysique »
Spa (Belgique), 19^{ème} session, 10-16 septembre 2000

Table des matières détaillée

Avant-propos C. Le Brun	p. i
I – La physique nucléaire en astrophysique M. Arnould	p. 1
II - Les masses : interactions effectives, théories de champ moyen, masses et rayons cosmiques J. Meyer	p. 62
III – Comment peut-on évaluer les masses atomiques G. Audi	p. 103
IV - Experimental techniques for mass measurement far from stability N. Orr	p. 131
V - Désintégration beta : Théorie, QRPA... C. Volpé	p. 159
VI - Décroissances beta et astrophysique O. Sorlin	p. 200
VII - Conditions de vie des noyaux dans les étoiles : aspects astrophysiques et nucléaires de la nucléosynthèse stellaire S. Goriely	p. 219
VIII - Sections efficaces et taux de réaction en astrophysique nucléaire P. Descouvemont	p. 261
IX - Faisceaux radioactifs et astrophysique : bilan et perspectives P. Leleux	p. 304
X - Astronomie gamma nucléaire qu'apprend-on ? B. Cordier	p. 327
Séminaires Jeunes	p. 401
Liste des participants	p. 409

ECOLE INTERNATIONALE JOLIOTCURIE
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Spa, Belgique

19^{ème} session, 10-16 Septembre 2000

L'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules du CNRS

en collaboration avec

La Direction des Sciences de la Matière du CEA,

le Fonds National de la Recherche Scientifique de Belgique

et le Service de Physique Nucléaire du CEA/DAM

ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE
Du microcosme Nucléaire au Macrocosme Astrophysique

M. ARNOULD
J. MEYER
G. AUDI
N. ORR
C. VOLPE
O. SORLIN
S. GORIELY
P. DESCOUVEMONT
P. LELEUX
B. CORDIER
B. DEGRANGE

Conseil Scientifique

N. ALAMANOS (CEA Saclay), F. AZAIEZ (IPN Orsay), J.-P. BLAIZOT (CEA Saclay), B. BLANK (CEN Bordeaux), P. BONCHE (CEA Saclay), Ph. CHOMAZ (GANIL Caen), J. CUGNON (U Liège), G. DUCHÊNE (IReS Strasbourg), D. DURAND (LPC Caen), Y. EL MASRI (UC Louvain), R. FRASCARIA (IPN Orsay), J. GOSSET (CEA Saclay), D. GOUTTE (CEA Bruyères-le-Châtel), J.-Y. GROSSIORD (IPN Lyon), P.-H. HEENEN (UL Bruxelles), C. LE BRUN (LPC Caen), C. LECLERCQ-WILLAIN (UL Bruxelles), A. LEFEBVRE (CSNSM Orsay), M. LEWITOWICZ (GANIL Caen), J.-F. MATHIOT (LPC Clermont), V. MEOT (CEA Bruyères-Le-Châtel), J. MEYER (IPN Lyon), Ch. MIEHE (IReS Strasbourg), J.-A. PINSTON (ISN Grenoble), F. SEBILLE (SUBATECH Nantes), C. SEMAY (U Mons), B. SILVESTRE-BRAC (ISN Grenoble), E. SURAUD (LPQ Toulouse).

Comité d'Organisation

N. ALAMANOS, B. BLANK, P.-H. HEENEN, Ch. LE BRUN, A. LEFEBVRE

Cours enseignés aux précédentes sessions de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire :

- 1982 : COLLISIONS NUCLEAIRES AUX ENERGIES VOISINES DE L'ENERGIE DE FERMI
H. Flocard, J. Hüfner, J. Richert, B. Tamain, R. Babinet, J. Cugnon, D. Guerreau, C. Guet,
J. Menet, H. Pirner
- 1983 : STRUCTURE NUCLEAIRE AUX FRONTIERES DE LA STABILITE
J.-P. Blaizot, M. Epherre, C. Mahaux, M. Meyer, H. Sergolle, Z. Szymanski, S. Della Negra,
J. Delorme, S. Gales, D. Gogny, B. Haas, J.-P. Vivien.
- 1984 : MESONS, BARYONS, QUARKS ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
B. Desplanques, B. Frois, U. Gastaldi, E. Predazzi, G. Ripka, J. Arvieux, J.-J. Aubert,
M. Ericson, G. London, B. Vignon.
- 1985 : LA MATIERE NUCLEAIRE DANS TOUS SES ETATS
P. Bonche, J. Cugnon, R. Babinet, J.-F. Mathiot, L. Van Hove, M. Buenerd, J. Galin, M.-C. Lemaire,
J. Meyer.
- 1986 : SYMETRIES ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
P. Depommier, S. Gales, Nguyen Van Giai, P. Guichon, P. Schuck, D. Goutte, M. Vergnes,
M. Avenier, P. Hubert, G. Girardi, B. Loiseau.
- 1987 : AU-DELA DU CHAMP MOYEN
K. Dietrich, G.-J. Wagner, C. Grégoire, X. Campi, B. Silvestre-Brac, S. Platchkov, B. Mayer,
Y. Abgrall, O. Bohigas, P. Grangé, C. Signarbieux.
- 1988 : a/ INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE NUCLEAIRE ET PHYSIQUE DES PARTICULES
F. Sauli, V. Comparat, M. Suffert, J. Séguinot, P. Farthouat, R. Wigmans, B. Equer, D. L'Hôte,
L. Fayard, H. Videau, J.-M. Durand, A. Boudart, H. Fanet, F. Bourgeois, D. Perret-Gallix,
L. Gonzalez-Mestres (*en vente aux éditions de Physique, Paris*)
- b/ LA RECHERCHE DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS : LES COLLISIONS D'IONS
LOURDS ULTRARELATIVISTES - ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE
J.-P. Blaizot, J.-N. Capdevielle, A. Capella, J. Gosset, G. Landaud, P. Lutz, A. Morel, B. Pire,
D. Vautherin.
- 1989 : NUCLEONS DANS LE NOYAU, MAIS ENCORE...
P. Grangé, J.-F. Mathiot, M. Ericson, H.-J. Pirner, M. Roy-Stephan, J. Delorme, R. Frascaria,
S. Gales, A. Magnon, M. Arnould.
- 1990 : LA PHYSIQUE NUCLEAIRE DU LABORATOIRE AUX ETOILES
N. Prantzios, M. Arnould, E. Schatzman, J.-P. Thibaud, P. Descouvemont, J.-P. Dufour,
P. Quentin, E. Suraud, R. Schaeffer.
- 1991 : LES NOYAUX EN PLEINES FORMES
Z. Szymanski, P.-H. Heenen, J.-F. Berger, K. Heyde, B. Haas, R. Janssens, D. Paya, D. Gogny,
G. Huber, S. Bjørnholm, M. Brack.
- 1992 : MATIERE HADRONIQUE OU...AUJOURD'HUI ET DEMAIN AVEC LES ELECTRONS
V. Breton, H. Fonvieille, B. Frois, R. Van de Vyver, G. Smadja, J. Martino, J.-P. Blaizot, J.-F. Mathiot,
P. Vernin, X. Artru, J. Remillieux
- 1993 : LES NOYAUX EN 1993 : *une nouvelle façon d'exister*
J. Meyer, G. Sletten, S. Gales, A. Mueller, D. Vautherin, J.-P. Dufour, P. Armbruster, B. Tamain,
P. Leleux, M. Belakhovsky.

- 1994 : PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE : *des éléments pour un bon choix*
Ch. Bourgeois, J.-M. Brom, Y. El Masri, W. Mittag, D. L'Hôte, J.-P. Didelez, P. Desesquelles,
F. Hannachi, G. Fournier, M. Maire, L. Valentin.
- 1995 : NOYAUX EN COLLISIONS
R. Balian, B. Remaud, E. Suraud, D. Durand, A. Gobbi, J. Cugnon, O. Drapier, J. Govaerts,
R. Prieels.
- 1996 : PRODUCTION D'ENERGIE NUCLEAIRE ET TRAITEMENT DES DECHETS : *des filières
d'aujourd'hui aux solutions innovantes*
J.-P. Dufour, G. Barreau, P. Reuss, J. Cugnon, J. Fréhaut, Y. Quéré, H. Métivier,
J.-P. Schapira, J.-M. Cavedon, M. Delpech, J.-M. Loiseaux, J.-M. Lagniel, S. Leray.
- 1997 : STRUCTURE NUCLEAIRE : *un nouvel horizon*
J.-F. Mathiot, J.-P. Blaizot, A. Poves, P.-H. Heenen, Ph. Chomaz, P. Van Duppen, N. Orr, B. Gall,
W.R. Phillips, P. Hello
- 1998 : MATIERE HADRONIQUE : *de la structure du nucléon au déconfinement des quarks*
M. Knecht, P. Guichon, J.-Y. Ollitrault, C. Cavata, H.-J. Pirner, S. Kox, G. Chanfray, C. Kuhn,
M. Gonin, O. Sorlin
- 1999 : NOYAU, CHAMP ET CORTEGE
Ch. Leclercq-Willain, C. Rouyer, D. Lunney, J. Kiener, F. Le Blanc, J.-F. Chemin, V. Méot,
G. Neyens, M.-G. Porquet, Ph. Moretto

Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires de l'IN2P3, du CEA, du FNRS belge et au CERN. Les cours 1989, 1996, 1997, 1998, 1999 encore disponibles peuvent être obtenus sur demande auprès de :

Pascale CHAMBON
CEN Bordeaux
BP 120
33175 GRADIGNAN Cedex - France
☎ 05 57 12 08 49
E-mail : chambon@cenbg.in2p3.fr

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS

Ch. LE BRUN

LA PHYSIQUE NUCLEAIRE EN ASTROPHYSIQUE

M. ARNOULD

1.	Introduction	1
2.	Quelques observations astronomiques pertinentes	3
2.1	Le diagramme de Hertzsprung-Russel	4
2.2	Spectres électromagnétiques et déterminations d'abondances	6
2.3	La composition du système solaire	9
3.	Les pourvoyeurs de nucléides dans l'Univers : synopsis.....	12
4.	La physique nucléaire dans les pourvoyeurs de nucléides : synopsis	15
4.1	La masse des noyaux "froids"	15
4.2	Les noyaux "chauds"	15
4.3	Noyaux à haute densité.....	17
4.4	Les transformations nucléaires dues aux interactions faibles	17
4.5	Désintégrations nucléaires et réactions via l'interaction électromagnétique.....	21
4.6	Désintégrations nucléaires via l'interaction forte	21
4.7	Les réactions thermonucléaires dans des évènements astrophysiques non explosifs.....	22
4.8	Les réactions thermonucléaires dans des évènements astrophysiques explosifs	23
5.	Le Big Bang et la nucléosynthèse primordiale.....	24
6.	Structure et évolution stellaire en bref	27
6.1	Etoiles à l'équilibre mécanique et énergétique	28
6.2	Etoiles hors d'équilibre énergétique : comment répondent-elles ?.....	28
6.3	Quelques généralités sur les combustions hydrodynamiques	31
6.4	Comment une étoile évolue-t-elle ?.....	33
7.	Quelques généralités sur la nucléosynthèse stellaire non explosive	37
7.1	les modes "froids" de combustion de l'hydrogène.....	38
7.2	La combustion de l'hélium et la production de neutrons.....	38
7.3	Les combustions de C, Ne, O, Si et l'équilibre nucléaire statique	43
8.	La nucléosynthèse non explosive et l'observation astronomique.....	47
9.	Quelques généralités sur la nucléosynthèse explosive	48
9.1	Un bref rappel des différents modes d'explosion stellaire	48
9.2	Les modes "chauds" de combustion de l'hydrogène.....	49
9.3	La combustion explosive de He jusqu'à Si.....	51
10.	La nucléosynthèse associée à l'explosion d'étoiles massives	51
10.1	La nucléosynthèse explosive accompagnant les détonations et déflagrations	54
10.2	Les supernovae et l'évolution chimique de la galaxie	55
11.	Résumé	56
	Références	57

LES MASSES

• INTERACTIONS EFFECTIVES, THEORIES DE CHAMP MOYEN, MASSES ET RAYONS NUCLEAIRES

J. MEYER

I.	Introduction	62
II.	Les théories de champ moyen	62
	A. L'approximation de particules indépendantes	62
	B. Une théorie de champ moyen non relativiste : la méthode Hartree-Fock	62
	C. Les théories de champ moyen relativiste	63
	D. Au delà du champ moyen : les corrélations d'appariement	65
	E. L'approximation BCS pour les corrélations d'appariement	66
	F. Une méthode semiclassique autocohérente : ETFSI	66
III.	La notion d'interaction effective	68
	A. De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau	68
	B. Les interactions effectives phénoménologiques	69
IV	La construction d'une interaction effective de type Skyrme	74
	A. La matière nucléaire infinie symétrique	74
	B. La matière nucléaire infinie asymétrique	79
	C. La matière nucléaire semi-infinie : l'énergie de surface	82
	D. Autres quantités importantes	85
	E. Quelques noyaux sphériques à l'approximation Hartree-Fock	85
V.	Résultats et discussions	89
	A. Masses et rayons de noyaux sphériques	89
	B. S_{2n} , S_{2p} et nombres magiques	91
	C. La région des noyaux superlourds	94
VI.	Conclusions	94
VII.	Perspectives	94

• COMMENT PEUT-ON EVALUER LES MASSES ATOMIQUES

G. AUDI

1.	The nuclear data	103
2.	"Static" nuclear data	105
	2.1 The ENSDF : data for nuclear structure	105
	2.2 The atomic mass evaluation AME	106
	2.3 The matter of isomers and the NUBASE evaluation	106
	2.4 Other "horizontal" evaluations	107
3.	The evaluation of atomic masses (AME)	108
	3.1 The experimental data	109
	3.2 Data evaluation in the AME	111
	3.3 Data treatment	113
	3.4 Data requiring special treatment	118
	3.5 Regularity of the mass-surface - Extrapolations	119
4.	The tables	126
5.	Conclusion	126
	Acknowledgements	127
	References	127

• EXPERIMENTAL TECHNIQUES FOR MASS MEASUREMENT FAR FROM STABILITY

N. ORR

I.	Introduction	131
II.	Production of nuclei far from stability	133
III.	Experimental methods for mass measurements	134
	1. Q-value determinations	134
	2. Direct measurements at low energy	141

3. Direct measurements at intermediate and high energies	146
IV. Conclusions	151
Bibliography	153

DESINTEGRATION β

• THÉORIE, QRPA...

C. VOLPE

1. Introduction	159
2. La désintégration β	162
2.1 L'interaction $\nu - A$	162
2.2 La désintégration β des noyaux	163
2.3 Les formalismes du spin et de l'isospin	166
2.4 L'isospin des noyaux	167
2.5 Les transitions de Fermi et de Gamow-Tellet	168
3. Les modèles microscopiques	170
3.1 Le formalisme de la seconde quantification	171
3.2 L'approximation de champ moyen	174
3.3 La base des états à Np-Nt	175
3.4 La méthode des équations du mouvement	177
3.5 L'approximation des phases aléatoires (RPA)	178
3.6 L'approximation des phases aléatoires avec échange de charge	183
3.7 La distribution de force S(E) en RPA	184
3.8 Les résonances géantes	185
3.9 les états de quasi-particule	186
3.10 L'approximation des phases aléatoires avec échange de charge pour des Quasi-Particules	187
3.11 Les règles de somme	189
3.12 Le problème de la force de Gamow-Teller manquante	191
4. Applications	192
Bibliographie	195

• DECROISSANCES BETA ET ASTROPHYSIQUE

O. SORLIN

I. Noyaux exotiques et processus stellaires explosifs	200
II. Décroissance béta	201
III. Des inclusions de météorites aux abondances anormales	204
IV. Processus rapide de capture de neutrons	207
V. Processus rp	209
VI. Décroissance β et astronomie γ	212
Quelques conclusions et perspectives	216
Références	217

CONDITIONS DE VIE DES NOYAUX DANS LES ETOILES

• ASPECTS ASTROPHYSIQUES ET NUCLEAIRES DE LA NUCLEOSYNTHESE STELLAIRE

S. GORIELY

1. Introduction	219
1.1 Composition du système solaire	219
1.2 Composition de l'univers	223
1.3 Les modèles de nucléosynthèse	223
2. Les réactions thermonucléaires	224
2.1 Les interactions d'intérêt astrophysique	224
2.2 Le modèle statistique de Hauser-Feshbach	226
2.3 Les taux de photodésintégration	228
3. Le processus s	229

3.1	Le modèle canonique.....	230
3.2	Les modèles réalistes.....	233
3.3	La physique nucléaire du processus s	234
4.	Le processus r.....	238
4.1	Le modèle canonique et les modalités paramétriques.....	240
4.2	Les sites astrophysiques du processus r.....	245
4.3	La physique nucléaire du processus r.....	247
4.4	L'âge des nucléides r.....	254
5.	Le processus p.....	255
6.	Conclusions.....	257
	Références.....	257

• **SECTIONS EFFICACES ET TAUX DE REACTION EN ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE**

P. DESCOUVEMONT

1.	Introduction.....	261
2.	Sections efficaces.....	262
2.1	Energies d'intérêt astrophysique.....	262
2.2	Fonctions de collision.....	263
2.3	Les fonctions coulombiennes.....	264
2.4	Sections efficaces de capture.....	266
2.5	Sections efficaces de transfert.....	268
2.6	Autres types de processus.....	268
2.7	Discussion qualitative des sections efficaces.....	271
3.	Le modèle de potentiel.....	274
3.1	Introduction.....	274
3.2	Choix du potentiel.....	276
3.3	Sections efficaces.....	277
3.4	Applications.....	277
3.5	Limitations du modèle de potentiel.....	281
4.	La méthode de la matrice R.....	282
4.1	Introduction.....	282
4.2	Sections efficaces élastiques.....	282
4.3	Sections efficaces de transfert.....	285
4.4	Sections efficaces de capture.....	287
5.	Méthodes indirectes.....	292
5.1	Dissociation coulombienne.....	292
5.2	Méthode de constante de normalisation asymptotique.....	293
6.	Les taux de réaction.....	293
6.1	Introduction.....	293
6.2	Taux de réaction non-résonnant.....	294
6.3	Taux de réaction résonnant.....	296
7.	Conclusions.....	297
	Appendice A.....	298
	Appendice B.....	299
	Références.....	299

FAISCEAUX RADIOACTIFS ET ASTROPHYSIQUE : BILAN ET PERSPECTIVES

P. LELEUX

I.	Introduction.....	304
II.	Réactions nucléaires impliquant des ions radioactifs.....	304
III.	Les réactions de capture radiative $A(p, \gamma)B$	307
1.	La détection des γ -prompts.....	308
2.	La détection directe des produits B de la réaction.....	309
3.	La détection de la désintégration β du produit.....	310
4.	La détection de la désintégration α ou proton du produit.....	312

IV. La diffusion élastique $A(p, p)A$	313
1. $^{13}\text{N} + p$	316
2. $^{19}\text{Ne} + p$	317
3. $^{18}\text{F} + p$	317
V. Une réaction particulière en détail : $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$	319
1. Motivation	319
2. Réalisation	320
3. Analyse des données	321
4. Conclusions astrophysiques	323
VI. Bilan et perspectives.....	324
VII. Remerciements	325
Références	325

ASTRONOMIE γ NUCLEAIRE QU'APPREND-T-ON ?

B. CORDIER

I. Introduction	327
II. Sources de raies gamma	328
III. Les observations	330
III.1 Raies du cobalt	330
III.2 Titane-44	333
III.3 Aluminium-26.....	334
IV. Le défi instrumental	336
IV.1 La mission <i>INTEGRAL</i>	337
IV.2 Perspectives d' <i>INTEGRAL</i>	339
V. Conclusion.....	340
Références	340

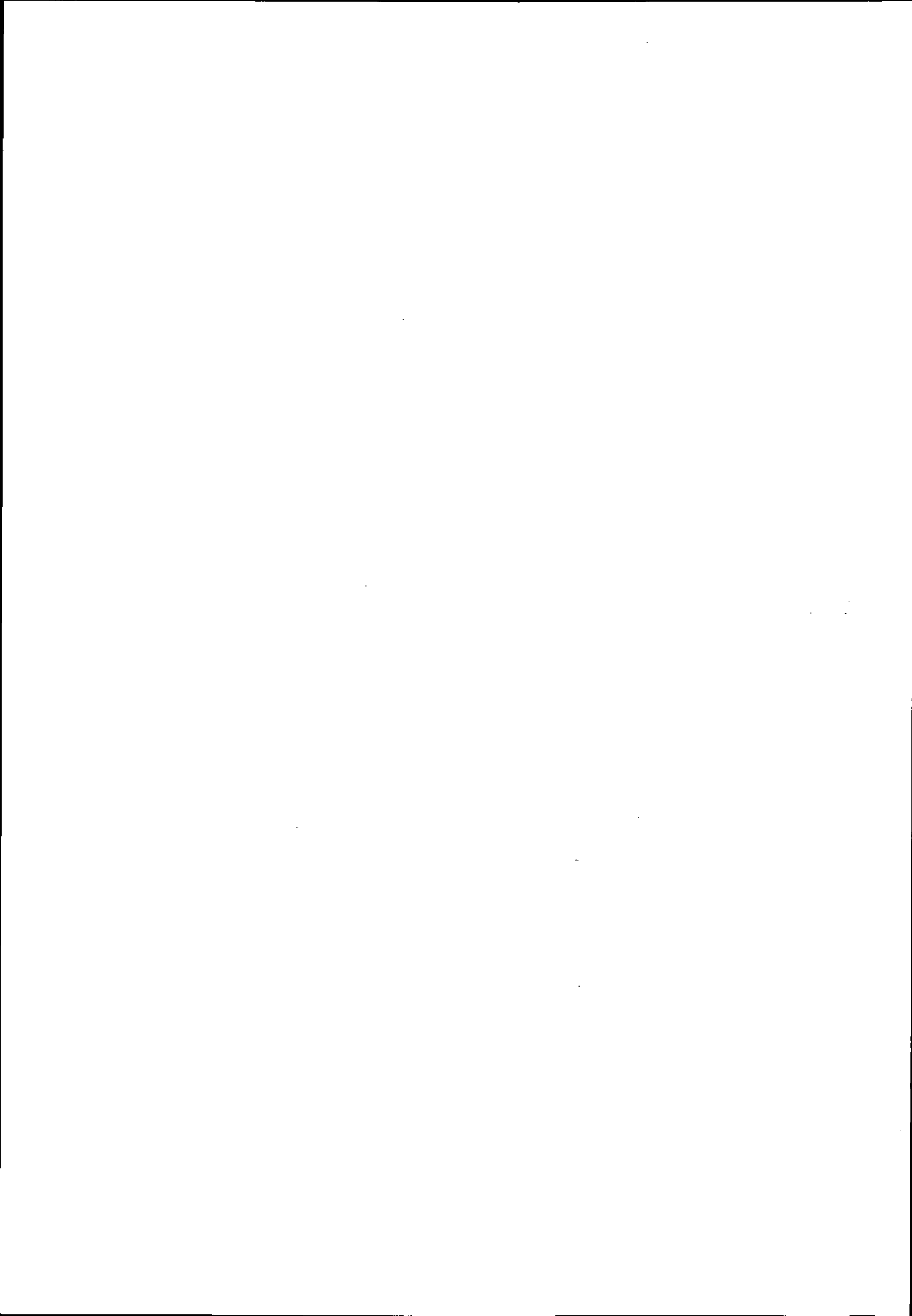
LES RAYONNEMENTS COSMIQUES DE HAUTE ENERGIE

B. DEGRANGE

1. Introduction	344
2. Rayons cosmiques chargés.....	346
2.1 Satellites et ballons.....	347
2.2 Grandes gerbes atmosphériques	354
2.3 Aperçu sur les mécanismes d'accélération	362
3. Astronomie gamma de haute énergie : expériences et méthodes	366
3.1 Généralités.....	366
3.2 Expériences en satellites	369
3.3 Détecteurs au sol	373
4. Les sources révélées par l'astronomie gamma.....	378
4.1 Pulsars et résidus de supernovæ	380
4.2 Blazars	382
4.3 Sursauts gamma.....	386
5. Perspectives des nouvelles astronomies de haute énergie.....	387
5.1 Astronomie gamma.....	387
5.2 La naissance de l'astronomie des neutrinos.....	388
5.3 L'astronomie des rayons cosmiques aux énergies extrêmes.....	392
6. Conclusion.....	394
Références	395

SEMINAIRES JEUNES401

LISTE DES PARTICIPANTS409



Avant-Propos

L'école 2000 s'est distinguée des écoles précédentes et pas seulement par son millésime.

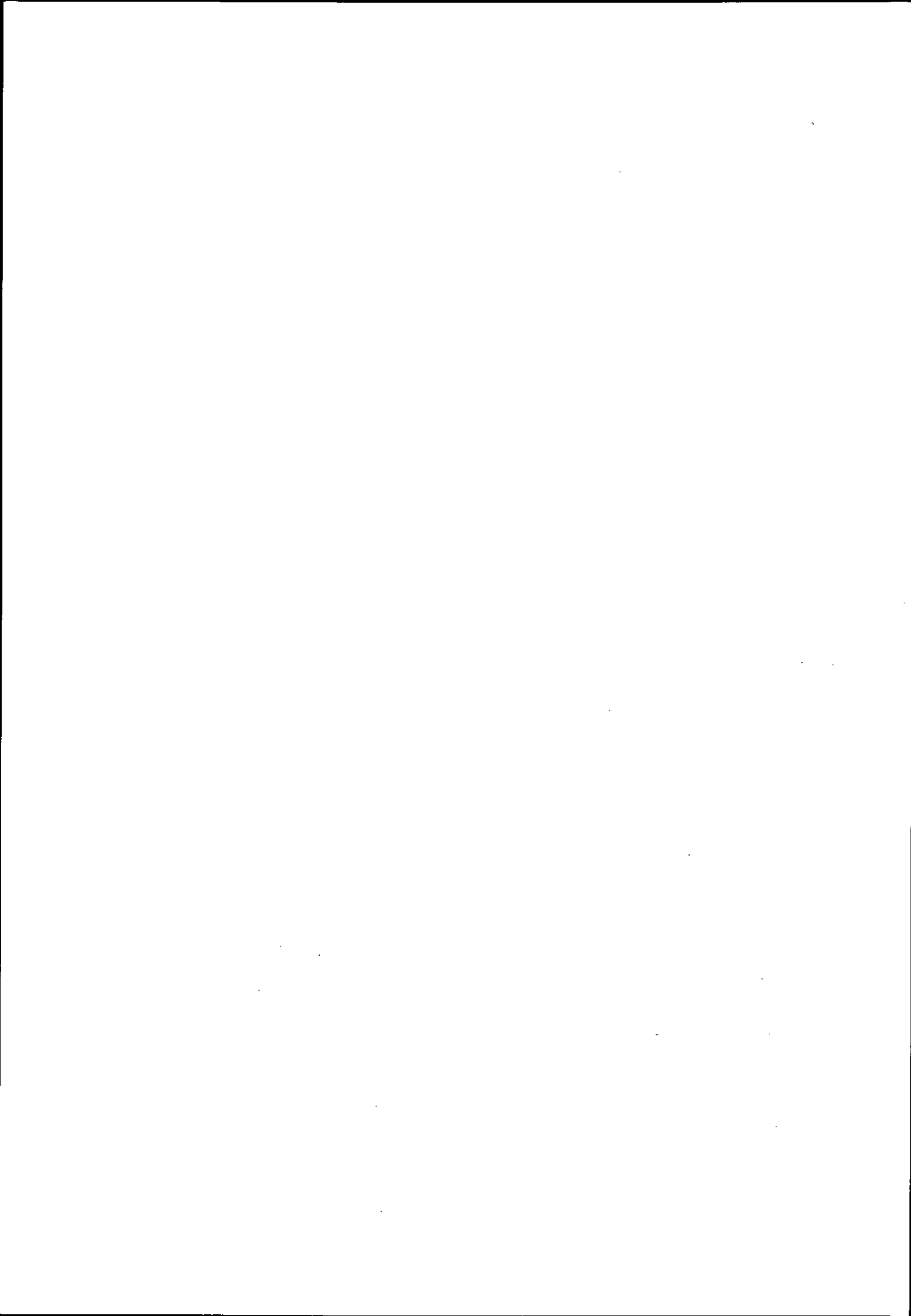
D'abord le sujet : "ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE : du microcosme nucléaire au macrocosme astrophysique" se voulait la suite et le complément de l'école de 1990. Elle a clairement mis en évidence le rôle que joue la physique nucléaire, parmi les autres sciences, dans la compréhension des phénomènes astrophysiques. Ses lumières sont nécessaires, mais pas suffisantes, pour comprendre l'abondance des éléments dans l'univers et l'origine des sites de production d'énergie. Les avancées comme les insuffisances ont bien été mises en évidence dans les deux communautés, ce qui a quelquefois amené à des débats passionnés; cette école devrait les aider à travailler encore mieux ensemble. Elle a en même temps donné aux physiciens nucléaires l'occasion de revoir en profondeur deux points importants de leur discipline : la masse du noyau et la désintégration Beta.

Comme ce thème de l'astrophysique nucléaire est beaucoup plus largement étudié dans les laboratoires belges que dans les laboratoires français, l'occasion était bonne de quitter, pour une fois, la forêt landaise et le lac d'Hourtin. Grâce au choix judicieux de nos collègues belges qui nous ont accueillis, nous avons été hébergés dans une région aussi agréable et presque aussi boisée à Spa dans les Ardennes belges. L'accueil au domaine Sol Cress fut très bien adapté aux besoins de l'école et je remercie, au nom de tous, les collègues belges qui ont fait un excellent travail préparatoire pour cette école et le FNRS pour son soutien financier exceptionnel.

Les orateurs ont tous fait des présentations orales et écrites de grande qualité. Qu'ils soient ici remerciés pour leur travail qui bénéficiera à tous les auditeurs et les lecteurs de ces cours. L'école a été vivante grâce à la participation de tous et en particulier des jeunes si souvent critiqués pour leur silence à la fin des cours. Cette école, comme les précédentes, s'est tenue grâce au soutien financier de la Formation Permanente de l'IN2P3/CNRS, de la DSM du CEA, du SPhN du CEA/DAM et du FNRS Belge.

Nos remerciements iront enfin à Mme M. Furgolle de la formation permanente de l'IN2P3 qui assure le suivi financier de l'école et à Mlle P. Chambon du CEN Bordeaux qui assure tout au long de l'année le secrétariat de l'école.

*Pour le comité d'Organisation
Christian Le Brun*



LA PHYSIQUE NUCLEAIRE EN ASTROPHYSIQUE

M. Arnould et M. Samyn

Institut d'Astronomie et d'Astrophysique,
Université Libre de Bruxelles, Campus Plaine, CP 226,
B-1050 Bruxelles, Belgique

Résumé

L'astrophysique nucléaire est sans nul doute l'une des branches les plus largement interdisciplinaires de la science et est intimement connectée à une très grande variété d'autres domaines de recherche. Ce cours se limite à une brève présentation des relations privilégiées qui se sont établies entre l'astrophysique et la physique nucléaire.

Nous montrons que la physique nucléaire et l'astrophysique apportent une contribution importante à la compréhension d'un ensemble rapidement croissant d'observations relatives à l'Univers et à ses constituants les plus divers, allant de grains sub-millimétriques dans les météorites à des galaxies extrêmement lointaines. Au travers de divers exemples, nous illustrons également le fait que l'astrophysique pousse très souvent la physique nucléaire dans ses 'derniers retranchements' et à explorer des 'terres inconnues' situées bien loin de la vallée de stabilité nucléaire. Bien que des progrès considérables ont été réalisés dans cette exploration, nous mettons en évidence que bien du travail reste à faire et qu'une meilleure compréhension mutuelle entre physiciens nucléaires et astrophysiciens ne pourrait manquer d'être la source de nouvelles et exaltantes aventures scientifiques.

Abstract

There is no doubt that nuclear astrophysics is one of the widest interdisciplinary fields of modern science through its many tight connections with a rich variety of other scientific disciplines. These lectures are only concerned with a brief presentation of the privileged relationship between astrophysics and nuclear physics.

We show that nuclear physics and astrophysics both bring an important share to our understanding of an ever-growing body of observations of the Universe and of its large diversity of constituents, ranging from sub-millimeter grains in meteorites to very distant galaxies. Various examples help us to illustrate that astrophysics very often pushes nuclear physics 'to the wall' and to explore the *terra incognita* located far away from the valley of nuclear stability. Even if substantial progress has been made in this exploration, much obviously remains to be done. Clearly, a better understanding between nuclear physicists and astrophysicists would succeed in promoting further scientific excitements.

1. Introduction

L'astrophysique, au travers de l'union de l'astronomie et la physique, tente de déchiffrer la macro-structure de l'Univers et de ses multiples composantes. Pour atteindre ce but, les lois physiques dégagées dans le laboratoire terrestre sont systématiquement appliquées à l'énorme diversité des situations cosmiques dans le cadre d'une recherche très largement interdisciplinaire. En particulier, la cosmologie, chaque branche de l'astronomie, l'aéronautique, la physique des particules élémentaires, des noyaux, des atomes et des molécules, de même que la géo- et la cosmochimie participent à cette aventure scientifique.

Très souvent, les objets cosmiques possèdent des propriétés mettant clairement en évidence la signature de la micro-physique des particules élémentaires ou des noyaux atomiques. Ce qui suit traite de la relation privilégiée entre la physique nucléaire

et l'astrophysique ayant donné naissance à une discipline tout naturellement appelée 'astrophysique nucléaire'. Son but premier est de fournir une explication à l'énorme énergie libérée par les objets cosmiques, et en particulier par les étoiles, ainsi que de construire une image cohérente des variations spatiales et temporelles de l'abondance des nucléides dans l'Univers et dans ses divers constituants.

L'hypothèse que la production d'énergie dans le Soleil et dans les étoiles en général résulte de transmutations nucléaires a apparemment été formulée pour la première fois et peu de temps après les premières mesures de masses atomiques par Russell [1], suivi de près par Perrin [2]. La découverte du neutron en 1932 et une meilleure compréhension du noyau atomique qui en a résulté ont permis à Gamow, von Weizsäcker, Bethe et d'autres de développer cette idée sur une base plus quantitative. C'est ainsi que la source de l'énergie solaire fut identifiée comme étant les 'chaînes proton-proton', dont le résultat global est la transformation de 4 protons en un noyau de ${}^4\text{He}$, accompagnée de la production d'environ 6 MeV par proton \ddagger . Une multitude de travaux ultérieurs ont confirmé de façon éclatante la validité de ces idées.

Le rôle central joué par les réactions nucléaires dans 'l'alchimie' de l'Univers commença également à être reconnu, conduisant au développement d'un chapitre essentiel de l'astrophysique nucléaire appelé 'théorie de la nucléosynthèse'. Au fil d'observations de plus en plus nombreuses, et en particulier de celle de l'élément instable technetium (dont aucun isotope ne possède une vie moyenne supérieure à quelques millions d'années) à la surface de certaines étoiles Géantes Rouges de type S [4], il apparut que les étoiles constituent bien des agents nucléosynthétiques majeurs, une idée avancée par Hoyle dès 1946 [3]. A la fin des années 50, les modèles de nucléosynthèse stellaire furent reconnus capables d'expliquer l'origine de la grande majorité des nucléides de nombre de masse $A \geq 12$ existant à l'état naturel ([5]). \S Une étape très importante dans le développement de ces idées fut l'identification [6, 7] de la transformation nucléaire appelée ' 3α ' permettant de franchir la lacune en nucléides stables à $A = 8$ par la transmutation de 3 particules α en un noyau de ${}^{12}\text{C}$ dans laquelle le noyau non lié ${}^8\text{Be}$ joue un rôle fondamental. Sur base des abondances stellaires relatives de ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$, Hoyle fut même capable de prédire l'existence d'un état résonnant 0^+ de ${}^{12}\text{C}$ à 7.7 MeV qui fut découvert expérimentalement peu de temps après ([8]). En dépit de ces multiples succès, l'abondance naturelle de certains nucléides, et en particulier des nucléides légers D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ et ${}^{11}\text{B}$ restait pourtant difficile à expliquer||.

Depuis cette époque 'héroïque', l'astrophysique nucléaire a connu des progrès aussi nombreux que spectaculaires. Ils sont dus à de multiples avancées dans un grand nombre de domaines, comme la physique nucléaire expérimentale et théorique, les observations astronomiques à partir du sol et de l'espace, ainsi que la modélisation astrophysique. En fait, l'astrophysique nucléaire n'a cessé tout à la fois d'être mise en question et de trouver ses sources d'inspiration par de nouvelles découvertes, dont certaines ont marqué l'histoire des sciences en général et de l'astrophysique en particulier. N'en citons que quelques-unes: (1) la découverte en 1965 du fond micro-onde à 3 K, qui est l'un des 'pilliers' du modèle du Big Bang, accompagné d'une nucléosynthèse 'primordiale' responsable de la production de quelques-uns des nucléides légers mentionnés ci-dessus;

\ddagger Environ 2×10^{19} kg ou $10^{-11} M_{\odot}$ de protons brûlent actuellement par an dans le Soleil, dont la masse totale $M_{\odot} \approx 2 \times 10^{30}$ kg

\S Ici et dans le reste du texte, la notation ([n]) signifie (voir par ex. [n] et les références citées dans ce travail)

|| La production de H sort du cadre normal de la théorie de la nucléosynthèse, et constitue en fait un chapitre de la théorie de la 'baryogenèse'

(2) la détection à la fin des années 60 de neutrinos émis par le Soleil, et fournissant la première 'vision' de l'intérieur d'une étoile. Avec le temps, il est apparu de plus en plus évident que le flux de neutrinos observé était inférieur à celui calculé. Le fameux 'problème des neutrinos solaires' était né, impliquant une connaissance incomplète de la structure et de l'évolution du Soleil (et sans doute des étoiles en général), des réactions nucléaires dans les intérieurs stellaires, de la physique des neutrinos dans la matière stellaire ou dans le vide, ou toute combinaison de ces divers problèmes;

(3) la découverte dans une minuscule fraction du matériau météoritique d'un ensemble d'éléments chimiques dont la composition isotopique diffère de celle du gros de la matière solaire. Certaines de ces 'anomalies isotopiques' sont même dues à la désintégration in situ de radionucléides dont la demi-vie ($t_{1/2}$) se situe entre 10^5 et 10^8 ans environ. Un remarquable exemple de ce type est fourni par ^{26}Al ($t_{1/2} = 7.4 \times 10^5$ ans). Qui plus est, la trace de radionucléides dont la demi-vie est aussi courte que 2.6 ans (^{22}Ne) ou 60 ans (^{44}Ti) a été identifiée dans certaines météorites;

(4) la découverte dans le milieu interstellaire d'une raie γ émise lors de la désexcitation du ^{26}Mg produit par la désintégration β de ^{26}Al . Cette détection a conduit au développement rapide d'une nouvelle astronomie, celle des raies γ nucléaires;

(5) l'explosion en février 1987 de la supernova SN1987A dans le Grand Nuage de Magellan a constitué une véritable pierre angulaire dans de nombreux domaines de l'astrophysique. La détection de quelques neutrinos émis par cette explosion a permis d'ouvrir le nouveau chapitre de l'astrophysique des neutrinos non-solaires. De nouvelles et importantes observations sont venues enrichir l'astrophysique des raies γ nucléaires, ainsi que l'astrophysique nucléaire, et tout particulièrement la théorie de la nucléosynthèse explosive (voir B. Cordier, ce volume).

Afin d'être en mesure de relever le défi permanent lancé par de nouvelles et nombreuses données observationnelles, les concepts et les modèles de l'astrophysique nucléaire doivent reposer sur des bases de plus en plus solides. Ce but ne peut être atteint qu'au travers d'une meilleure compréhension des nombreux processus nucléaires susceptibles de se développer dans les environnements astrophysiques, complétée par une meilleure modélisation de ceux-ci. Dans ce cadre, l'acquisition de nouvelles données nucléaires est évidemment indispensable, ce qui est manifestement plus facile à dire qu'à faire ! En effet, il est généralement très difficile, sinon impossible, de simuler en laboratoire le comportement d'un noyau dans les conditions astrophysiques, ou même de produire des noyaux susceptibles d'être impliqués dans ces conditions. C'est pourquoi il ne suffit en général pas de développer de nouvelles techniques expérimentales, une approche théorique de la description des noyaux s'avérant constituer un complément indispensable.

Les questions de physique nucléaire et d'astrophysique intéressant l'astrophysique nucléaire sont d'une telle diversité qu'il n'est pas possible de les passer en revue de façon exhaustive. Nous nous limiterons donc dans ces leçons à une discussion de quelques aspects seulement des énormes efforts qui ont été consentis en vue de déchiffrer les empreintes du nucléaire dans l'Univers. Le lecteur peut se référer à quelques manuels ([9, 10, 11, 12]) ou à une revue récente [13] pour obtenir des informations complémentaires.

2. Quelques observations astronomiques pertinentes

Le fondement observationnel de l'astrophysique nucléaire, et plus particulièrement de la théorie de la nucléosynthèse, repose largement sur la détermination de l'abondance des éléments et de leurs isotopes dans la plus grande variété possible d'objets cosmiques, ainsi

que sur l'étude de la plus large variété possible d'observables caractérisant ces objets. Ces observations concernent presque exclusivement l'étude détaillée de la lumière en provenance de notre Galaxie (son milieu interstellaire aussi bien que les étoiles de divers types ayant ou non subi une explosion), aussi bien que d'autres galaxies, parmi lesquelles certaines peuplaient déjà l'Univers dans sa prime jeunesse. Des avancées récentes en astronomie optique, complétées par le développement fulgurant de 'nouvelles' astronomies (en particulier infra-rouge, UV, x et γ) nous permettent aujourd'hui de voir l'Univers à toutes les longueurs d'onde, depuis les fréquences radio jusqu'à des énergies γ de l'ordre du TeV ou du PeV. Dans bien des cas, les énormes progrès réalisés dans cette observation de l'Univers découlent directement de ceux dont bénéficient les technologies spatiales ([14]). Les propriétés de la lumière observée sont souvent associées à la température des zones émettrices, la situation la plus remarquable de ce type étant la radiation du corps noir. Des sources non-thermiques sont également identifiées, et se caractérisent généralement par des photons de haute énergie (en particulier dans les domaines x et γ). La radiation Bremsstrahlung ou synchrotron ainsi que celle provenant de désintégrations radioactives sont de bons exemples d'émission non-thermique.

L'observation du rayonnement électromagnétique à différentes longueurs d'onde est complétée par l'analyse détaillée de l'infime quantité de matière de l'Univers accessible à l'homme. La presque totalité de cette matière se trouve dans le système solaire lui-même. Le reste vient du rayonnement cosmique (extra-)galactique. Les observations des neutrinos solaires ou non-solaires représentent également des étapes importantes dans l'histoire de l'astrophysique nucléaire, ainsi que dans bien d'autres domaines de l'astrophysique.

Il est impossible de passer en revue la myriade de données d'observations pouvant intéresser l'astrophysique nucléaire. Nous nous limitons donc à quelques exemples illustrant l'importance de déchiffrer les messages électromagnétiques venus du ciel.

2.1. Le diagramme de Hertzsprung-Russell (DHR)

Le DHR fournit la représentation d'un échantillon d'étoiles dans un plan (couleur, brillance de surface) ou dans tout plan équivalent, où la couleur est remplacée par un 'indice de couleur', 'type spectral' ou 'température effective', et la brillance de surface ('luminosité') par une échelle de 'magnitudes' (voir [15] pour la définition de ces quantités et les diverses relations entre elles). L'adoption des échelles de couleur et de magnitudes conduit à une représentation 'couleur-magnitude' du DHR, dont deux exemples sont fournis aux Figs. 1 et 2.

Le DHR est généralement considéré comme la 'pierre de Rosette' de l'évolution stellaire en raison du rôle central qu'il a joué dans le développement de cette branche de l'astrophysique. La caractéristique la plus remarquable de ce diagramme est sans conteste l'existence de concentrations d'étoiles d'un échantillon donné le long de *lignes* de corrélation, dont la plus spectaculaire est la 'séquence principale'. Il faut également remarquer que la population relative des différentes lignes, ou même des différentes portions d'une même ligne, dépend de l'échantillon considéré. Par exemple, la branche des 'géantes rouges (RG)' ou des 'géantes rouges asymptotiques (AGB)' est pratiquement absente du DHR d'amas 'ouverts' (voir Fig. 2), alors que la séquence principale est bien développée. La situation est très différente dans les amas globulaires (Fig. 2). La théorie de la structure et de l'évolution stellaire est à présent en mesure d'expliquer ces caractéristiques spécifiques du DHR. Sans entrer dans les détails, soulignons quelques résultats d'un grand intérêt: (1) il est possible de démontrer *formellement* que l'existence de lignes de corrélation (au lieu de

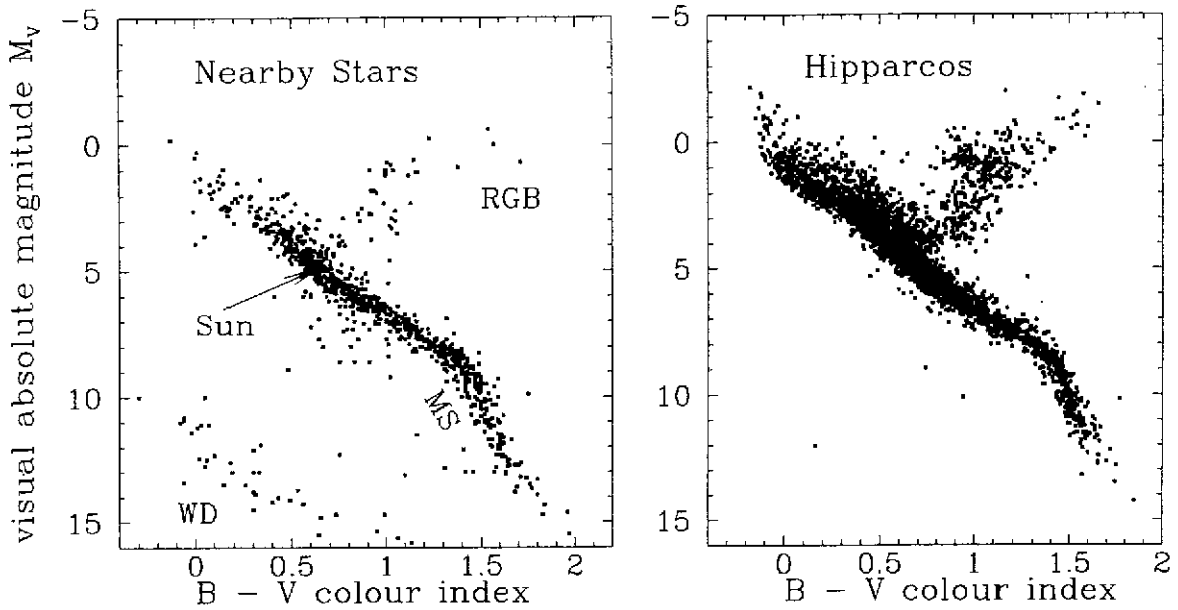


Figure 1. Deux exemples de diagrammes couleur-magnitude. Figure de gauche: pour un échantillon d'environ 1000 étoiles proches (distances inférieures à environ 20 pc; 1 pc ou parsec = 3.086×10^{13} km). Figure de droite: pour un échantillon d'environ 5000 étoiles (la plupart situées à des distances comprises entre 60 et 70 pc) observées par le satellite HIPPARCOS. Chaque étoile de ces échantillons est représentée par un point. Les labels MS, RGB et WD se rapportent à la 'séquence principale (main sequence)', à la 'branche des géantes rouges (red giant branch)' et aux 'naines blanches (white dwarfs)'. Les magnitudes représentées en ordonnée sont définies de façon à ce qu'une *diminution* de 5 unités corresponde à une *augmentation* d'un facteur 100 de la luminosité (puissance émise à la surface de l'étoile). Les étoiles les plus (moins) brillantes sont donc situées dans la partie supérieure (inférieure) des DHR. La luminosité observée (au sommet de l'atmosphère terrestre), ou 'magnitude apparente', diminue quadratiquement avec la distance stellaire. La 'magnitude absolue' est définie comme celle qui serait associée à une étoile qui serait positionnée à une distance de 10 pc. La magnitude visuelle absolue M_V et la magnitude visuelle apparente V sont associées à la brillance dans le jaune. L'abscisse porte un indice de couleur défini comme la différence entre les magnitudes apparentes dans le bleu (B) et dans le jaune (V). Plus cet indice est petit, plus l'étoile est bleue. Les étoiles les plus bleues (rouges) sont donc situées du côté gauche (droit) du DHR. Cet indice est rattaché à la 'température effective' T_{eff} , définie comme la température d'un corps noir irradiant le même flux d'énergie que les étoiles considérées (voir [15] pour plus de détails)

surfaces de corrélation) est une signature directe du fait que la production d'énergie par des transmutations nucléaires est capable de contrebalancer les pertes d'énergie à la surface d'une étoile ([16]). ¶ Ainsi, la topologie particulière du DHR met clairement la physique nucléaire au coeur de l'astrophysique stellaire; (2) la construction *numérique* de modèles stellaires montre que les concentrations MS, RGB, HB et AGB correspondent en fait aux phases de combustion centrale de H, de combustion périphérique de H, combustion centrale de He et combustion en couches concentriques de H et de He; et (3) l'aspect différent des DHR d'amas ouverts et d'amas globulaires témoigne de la grande différence d'âge entre ces deux types d'amas, les amas globulaires étant beaucoup plus vieux que les amas ouverts.

¶ Les 'naines blanches (WD)' font intervenir une physique différente ne nécessitant pas une source d'énergie nucléaire

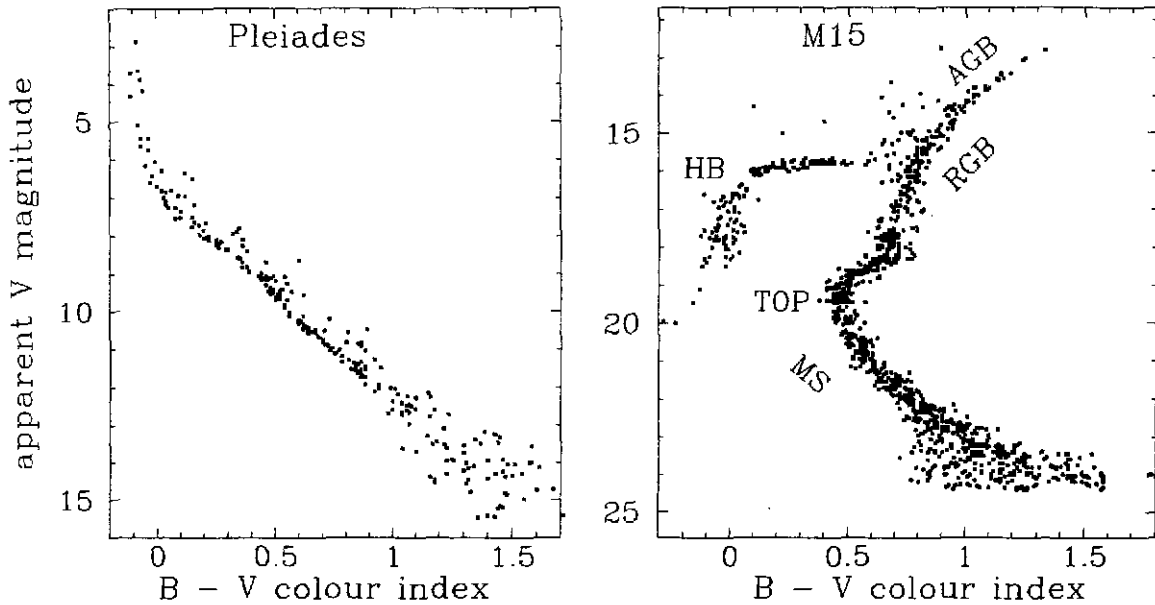


Figure 2. Même que la Fig. 1, mais pour les Pléiades, un amas galactique ('ouvert') jeune (DHR de gauche) et pour le vieil amas 'globulaire' M15 (DHR de droite). Les labels HB et AGB se rapportent à la 'branche horizontale (horizontal branch)' et la 'branche des géantes rouges asymptotiques (asymptotic giant branch)'. Le label TOP identifie le sommet de la séquence principale (MS). A noter que tous les membres d'un amas ouvert ou globulaire sont en bonne approximation tous à égale distance de l'observateur, de sorte que la transformation de magnitudes apparentes en magnitudes absolues correspond simplement à une translation de l'ensemble des points des DHR d'une même quantité déterminée par le carré de la distance à l'amas

2.2. Spectres électromagnétiques et déterminations d'abondances

Grossièrement parlant, la lumière qui nous vient du ciel met en évidence une certaine uniformité dans la composition des objets cosmiques. Ainsi, H et He sont partout beaucoup plus abondants que les autres éléments dans tout l'Univers observable. Cependant, sur cette uniformité vient se greffer une grande diversité dans l'abondance des éléments et de leurs isotopes à toutes les échelles, depuis les étoiles jusqu'aux galaxies et amas de galaxies. Ceci implique l'existence de diverses classes d'objets, et même une certaine diversité parmi les objets d'une même classe. Ce qui suit ne présente brièvement que quelques-unes des très nombreuses données qui nous sont fournies aujourd'hui par l'observation astronomique.

2.2.1. L'évolution spatio-temporelle de la composition de notre Galaxie. Cette évolution peut être retracée en analysant la composition de surface d'un échantillon d'étoiles suffisamment vaste et choisi sur base de certains critères: (1) il doit contenir des étoiles d'âges différents et situées en divers endroits de la Galaxie (à diverses distances du centre galactique dans le halo ou dans le disque galactique), et (2) la surface des étoiles sélectionnées ne doit pas être contaminée par de la matière ayant subi des transformations nucléaires en leur intérieur. Cette contrainte est essentielle en vue de mettre en évidence des variations spatiales et temporelles à l'échelle galactique. Des données sur la composition du milieu interstellaire viennent très utilement compléter les données stellaires susmentionnées.

Quelques caractéristiques générales émergent du très grand nombre de données d'observation disponibles actuellement. Elles peuvent se résumer de la façon suivante:

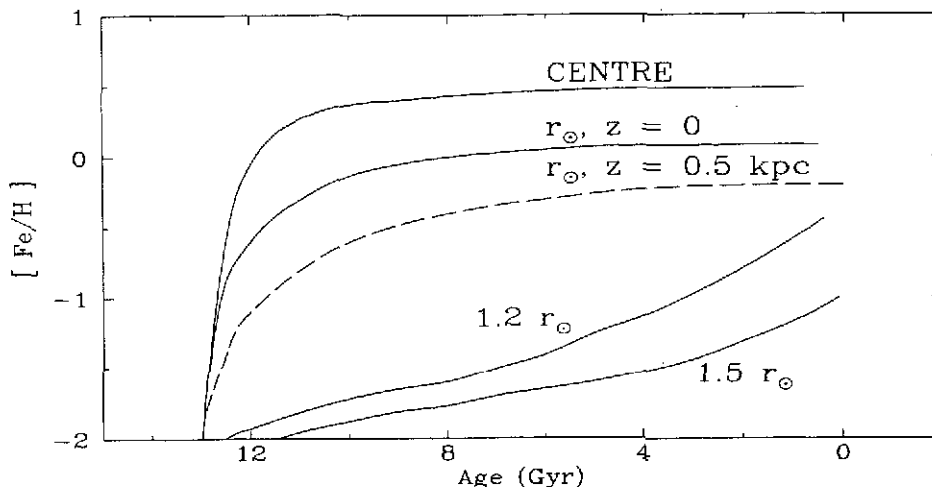


Figure 3. Représentation très schématique de la relation entre l'âge et la métallicité à 5 endroits de la Galaxie (d'après [17]): le centre galactique (CENTRE); à la distance du Soleil r_{\odot} mesurée à partir du centre et dans le plan de symétrie ($z = 0$) du disque galactique; à r_{\odot} , mais à une distance $z = 500$ pc du plan de symétrie; à $z = 0$, mais à 1.2 et $1.5 r_{\odot}$. La métallicité portée en ordonnée est exprimée dans la notation spectroscopique habituelle $[Fe/H] = \log_{10}(Fe/H) - \log_{10}(Fe/H)_{\odot}$, les symboles chimiques représentant des abondances numériques et l'indice \odot se référant au Soleil [$\log_{10}(Fe/H)_{\odot} \approx -4.5$]

- (1) à grande échelle, la métallicité⁺ augmente avec le temps à une vitesse qui varie elle-même avec le temps et la position dans la Galaxie (Fig. 3);
- (2) des tendances générales ainsi que des variations par rapport à l'indice de métallicité $[Fe/H]$ apparaissent pour un grand nombre d'éléments allant de Li, Be et B d'importance cosmologique ([18]) jusqu'aux terres rares ([19]). La Fig. 4 illustre la dépendance en métallicité des nucléides appelés 'éléments α ' (nombre de masse $A = 4n \leq 56$). Ces données démontrent à nouveau que différents éléments ou groupes d'éléments s'accumulent à des vitesses différentes à différents endroits de la Galaxie. Il s'agit certainement là de la signature de différents processus nucléosynthétiques opérant plus ou moins efficacement à des moments et à des endroits différents. Il apparaît en même temps que les processus de mélange éventuels entre divers sous-systèmes galactiques (disque, bulbe, halo), ou même à l'intérieur d'un sous-système donné, n'ont pu opérer qu'avec une efficacité limitée;
- (3) les mesures d'abondances dans la photosphère des étoiles sont très utilement complétées par des informations relatives à la composition du gaz et de grains de nuages interstellaires ou d'enveloppes circumstellaires. Ces observations sont effectuées dans les domaines radio ([20]) ou UV ([21]). Elles fournissent en particulier des informations très intéressantes sur l'existence ou l'absence dans le disque galactique de gradients dans la composition isotopique de certains éléments majeurs (comme C, N et O), et donc des contraintes sévères sur les modèles d'évolution chimique de la Galaxie (Sect. 3).

2.2.2. La composition d'autres galaxies Les très nombreuses mesures d'abondances dans notre Galaxie sont aujourd'hui complétées par une quantité rapidement croissante de données relatives à d'autres galaxies. Il apparaît ainsi que les galaxies, y compris celles appartenant

⁺ La métallicité se mesure généralement par la somme des abondances de tous les nucléides de nombre de masse $A \geq 12$. Un indicateur de métallicité souvent utilisé est l'abondance de Fe. Pour certaines classes d'étoiles, et en particulier pour les étoiles vieilles, ce choix n'est probablement pas le plus judicieux, et O peut remplacer Fe comme élément de référence

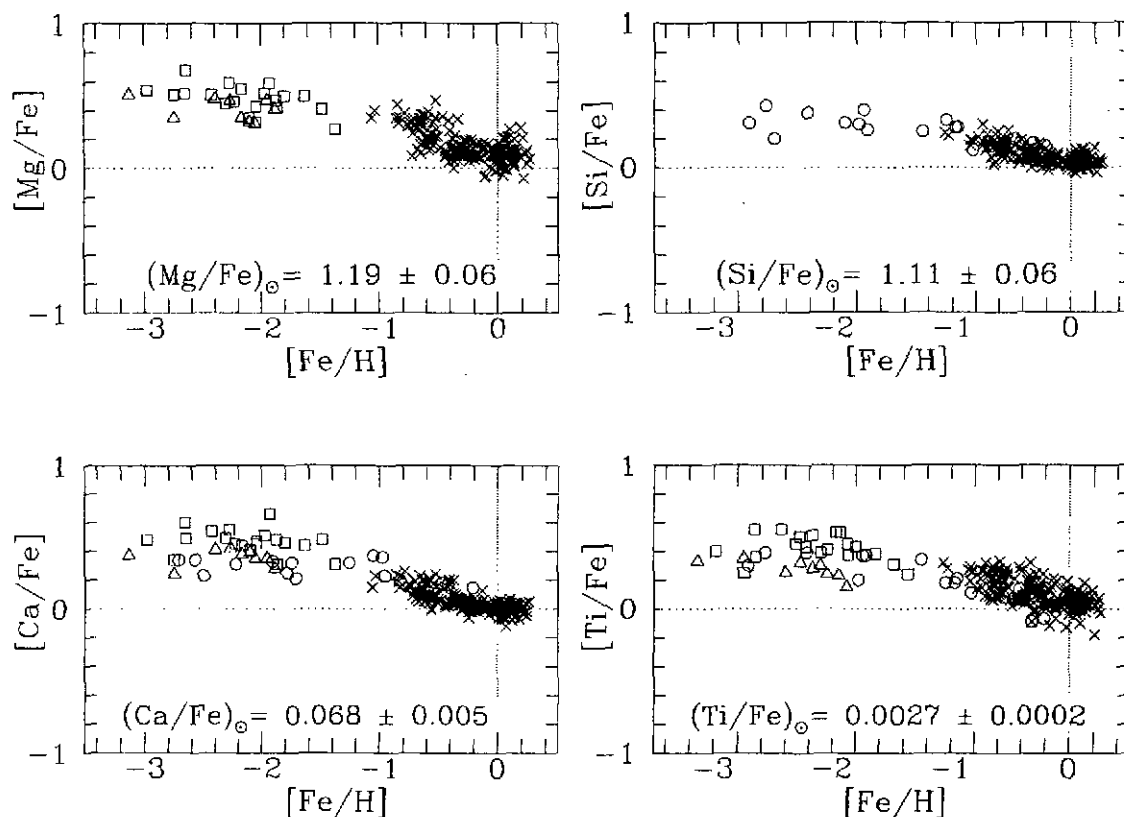


Figure 4. Variations avec la métallicité de notre Galaxie de l'abondance de divers 'éléments α '. Il apparaît que ces nucléides se sont accumulés plus vite que Fe. Très schématiquement, on peut dire que les étoiles à $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1$ peuplent le halo, alors que le disque contient celles à métallicité plus élevée

à une même classe, peuvent largement différer dans leur composition et dans la distribution spatiale de l'abondance d'un grand nombre d'éléments. Des variations très locales sont également observées dans de nombreux cas. L'une des avancées récentes les plus significatives concerne la mesure de la composition de galaxies à grand 'décalage vers le rouge' (appelées dans la littérature 'damped Lyman α systems' ou 'DLAs') et donc peu évoluées, les décalages vers le rouge les plus élevés correspondant en effet aux histoires évolutives les plus courtes. Une relation 'âge-métallicité' construite à partir d'un échantillon de DLAs couvrant un domaine de décalages révèle qu'un DLA d'un âge donné possède une métallicité plus faible que le disque de notre Galaxie au même âge (Fig. 5). Des données commencent à s'accumuler sur l'abondance dans les DLAs d'une variété d'éléments allant jusqu'au Ni ([22]). La théorie de la nucléosynthèse et les modèles d'évolution chimique des galaxies devront en rendre compte.

2.2.3. La composition d'étoiles évoluées ou en explosion Aux variations d'abondances spatio-temporelles qui existent à toutes les échelles dans les galaxies ou amas de galaxies viennent s'ajouter des différences de composition parfois importantes à l'échelle stellaire, et plus précisément dans des étoiles individuelles évoluées. Contrairement aux étoiles non évoluées auxquelles il est fait référence dans les sections précédentes, la surface d'étoiles évoluées peut être contaminée par de la matière processée nucléairement en leur intérieur à un moment ou à un autre de leur évolution. Diverses classes d'étoiles 'chimiquement particulières' sont identifiées, dont certaines se trouvent sur les branches RGB ou AGB du

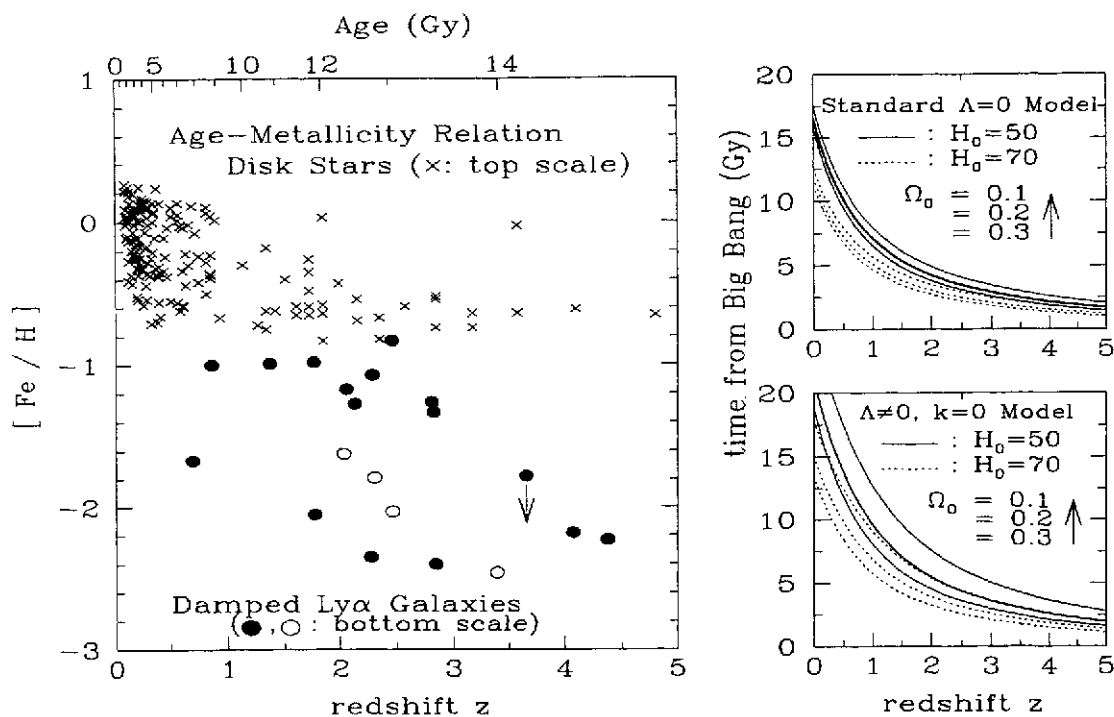


Figure 5. Figure de gauche: relations 'âge-métallicité' pour des étoiles du disque de notre Galaxie (croix se rapportant à l'axe horizontal supérieur sur lequel sont portés les âges en 10^9 ans) et pour des DLAs à différents décalages vers le rouge z (cercles se rapportant à l'axe horizontal inférieur). Figure supérieure de droite: relations âge-décalage z dans un modèle cosmologique standard, où la constante cosmologique Λ est supposée nulle. Figure inférieure de droite: identique à la figure supérieure, sauf que $\Lambda \neq 0$ et que l'Univers est plat ($k = 0$). Les paramètres sont la valeur actuelle H_0 de la constante de Hubble (exprimée en $\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$) et la densité Ω_0 normalisée à la 'densité critique' nécessaire à la 'fermeture' de l'Univers (voir [23, 24, 25] pour plus de détails sur les modèles cosmologiques)

DHR ([26]). Dans plusieurs cas, ces particularités de composition ne peuvent être expliquées par les modèles standards d'évolution stellaire. D'autre part, des étoiles ayant été le siège d'une explosion, comme les novae ([27]) ou les supernovae ([28]), présentent également de multiples abondances particulières.

A ce point, il convient de noter que certaines classes d'étoiles non évoluées présentent également des particularités de composition en surface. Celles-ci ne peuvent manifestement pas être expliquées en termes de transformations nucléaires, mais sont au contraire dues à des processus de diffusion opérant dans l'atmosphère de certaines étoiles ([29]). Ainsi, l'astrophysique nucléaire doit être capable de définir ses limites avec soin, et même avec une certaine modestie!

2.3. La composition du système solaire

La compréhension de la composition du système solaire a toujours occupé une place privilégiée en astrophysique nucléaire. Cette situation résulte largement du fait que le système solaire fournit des abondances dont la quantité, la qualité et la cohérence sont uniques, malgré les énormes progrès réalisés dans l'observation astronomique. Ceci concerne tout particulièrement la composition isotopique de tous les éléments, qui constitue l'empreinte la plus directe de processus nucléaires.

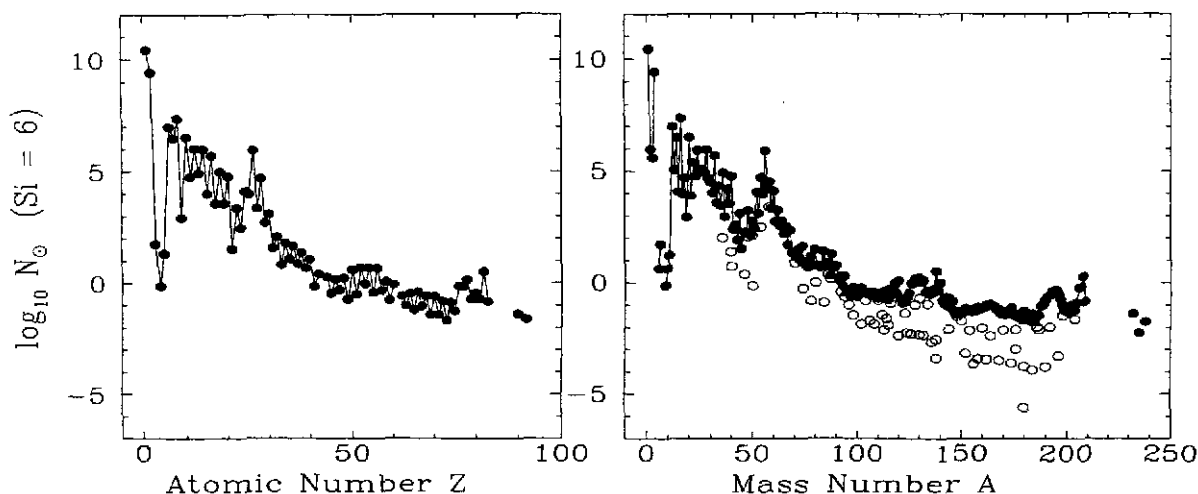


Figure 6. Abondances des éléments (figure de gauche) et des nucléides (figure de droite) considérées comme représentatives du matériau galactique à partir duquel le système solaire s'est formé. Les abondances sont normalisées à 10^6 atomes de Si. Pour une valeur donnée du nombre de masse A , l'isobare le plus abondant est représenté par le symbole \bullet , alors que le symbole \circ se rapporte à un isobare moins abondant éventuel

2.3.1. La composition du gros de la matière solaire Pour l'astrophysique nucléaire, un jalon important a été la mise en évidence du fait que, en dépit de grandes différences dans l'abondance des éléments constituant les corps solides du système solaire, il était possible, après diverses corrections de nature physico-chimique, de définir un ensemble cohérent d'abondances représentatives de la composition du matériau galactique à partir duquel le système solaire s'est formé voici quelque 4.6 milliards d'années. Cette distribution d'abondances est représentée à la Fig. 6. Elle est largement basée sur la composition d'une classe spéciale de météorites très rares, les chondrites carbonnées de type CI1, qui sont considérées comme les échantillons les moins altérés de la matière solaire primitive actuellement disponibles ([30]). La spectroscopie solaire, qui est aujourd'hui en mesure de fournir des données en bon accord avec l'analyse de ces chondrites, est une source d'information privilégiée concernant l'abondance des éléments volatils H, He, C, N, O et Ne [31]. Dans quelques cas (Ar, Kr, Xe, Hg), l'évaluation des abondances dans le système solaire ne peut être obtenue ni par les analyses météoritiques, ni par la spectroscopie solaire, et repose uniquement sur des interpolations fondées sur des considérations nucléosynthétiques.

Les processus physico-chimiques susceptibles d'expliquer les différences dans l'abondance des éléments présents dans les corps solides du système solaire ne semblent pas être capables d'affecter la composition isotopique des éléments, sauf dans quelques cas particuliers (par ex. H et les gaz rares). Il en résulte une grande homogénéité dans la composition isotopique du gros de la matière du système solaire. C'est pourquoi il apparaît raisonnable de prendre le matériau terrestre comme standard pour la composition isotopique des éléments dans la nébuleuse solaire primitive. La distribution de l'abondance des nucléides résultant de ce choix est aussi représentée à la Fig. 6.

Sans entrer dans les détails, quelques caractéristiques de la Fig. 6 méritent d'être notées. En particulier, H et He sont de loin les éléments les plus abondants, tandis que Li, Be et B sont largement sous-abondants par rapport aux nucléides voisins. D'autre part, quelques pics d'abondance viennent se greffer sur une courbe qui décroît avec le nombre de masse A croissant. A part le pic le plus élevé centré sur ^{56}Fe (le 'pic du fer'), d'autres maxima

locaux d'abondance se présentent aux éléments α . De plus, un pic assez large est observé dans la région $A \approx 80 - 90$, tandis que des pics doubles se manifestent à $A = 130 - 138$ et $195 - 208$.

Il a été rapidement noté que les distributions de la Fig. 6 démontrent clairement l'existence d'une corrélation entre les abondances dans le système solaire et les propriétés nucléaires. Par exemple, un nucléide est plus abondant que ses voisins s'il est plus stable au sens de la physique nucléaire. La compréhension de cette corrélation a été l'un des thèmes fondateurs de l'astrophysique nucléaire et divers processus ont été imaginés afin de rendre compte de la composition du système solaire. En un mot, les nucléides légers ($A < 12$) sont produits dans le Big Bang (Sect. 5) et/ou par réactions de 'spallation' (Sect. 3), tandis que les nucléides plus lourds sont essentiellement le résultat de transmutations nucléaires à l'intérieur des étoiles. Comme discuté plus en détail aux Sects. 7 et 9, différentes réactions entre particules chargées produisent l'essentiel des nucléides jusqu'au pic du fer. Au contraire, des chaînes de captures de neutrons appelées processus s et r interviennent pour synthétiser les espèces nucléaires plus lourdes. Un mécanisme supplémentaire, appelé processus p, est dominé par des réactions de photodésintégration de noyaux pré-existants (pour une discussion des processus s, r et p, voir S. Goriely, ce volume).

2.3.2. Anomalies isotopiques dans la composition du système solaire La composition du système solaire a suscité un important regain d'intérêt suite à la découverte qu'une minuscule fraction de sa matière contient une variété d'éléments (du C au Nd) dont la composition isotopique diffère de celle caractérisant le gros de la matière du système solaire. De telles 'anomalies isotopiques' ont été découvertes dans des inclusions de météorites primitives ([32]), ainsi que dans divers types de grains météoritiques (diamant, graphite, SiC, etc) ([33]). Les inclusions se sont solidifiées à partir d'un matériau hors d'équilibre avec le reste de la nébuleuse solaire, alors que les grains ont sans doute une origine circumstellaire et ont survécu à toutes les péripéties ayant accompagné leur inclusion dans les météorites.

Ces anomalies éclairent d'un jour nouveau de nombreuses questions d'astrophysique, comme la physique et la chimie des grains interstellaires, la formation et la croissance de grains autour d'étoiles nucléosynthétiquement actives, les circonstances dans lesquelles les étoiles (et en particulier des structures semblables au système solaire) peuvent se former, ainsi que l'histoire de la prime jeunesse du Soleil et des corps solides du système solaire. Enfin, elles soulèvent la question de leur(s) origine(s) nucléosynthétique(s) et offrent la très intéressante perspective de disposer d'informations relatives à un très petit nombre d'événements nucléosynthétiques (peut-être même un seul). Cette situation diffère totalement de celle rencontrée dans l'étude du gros de la matière solaire. Celle-ci résulte en effet du mélange des produits provenant d'un grand nombre d'agents nucléosynthétiques et requiert par conséquent la modélisation de l'évolution chimique de la Galaxie (Sect. 3).

La découverte que certaines des anomalies observées sont dues à la désintégration dans le système solaire lui-même de radionucléides de demi-vie excédant 10^5 ans environ, et tout particulièrement de ^{26}Al ([34]), n'a fait qu'accroître encore l'intérêt des astrophysiciens pour les anomalies isotopiques. La présence de radionucléides de période relativement courte dans le système solaire a en effet d'importantes implications au niveau de notre compréhension de sa (pré)histoire et de l'identification des sources stellaires possibles de ces radionucléides.

2.3.3. La composition du rayonnement cosmique et des particules énergétiques du Soleil Beaucoup de progrès ont été réalisés ces dernières années dans notre connaissance de l'abondance des éléments et des isotopes des particules énergétiques du Soleil ([35]), ainsi

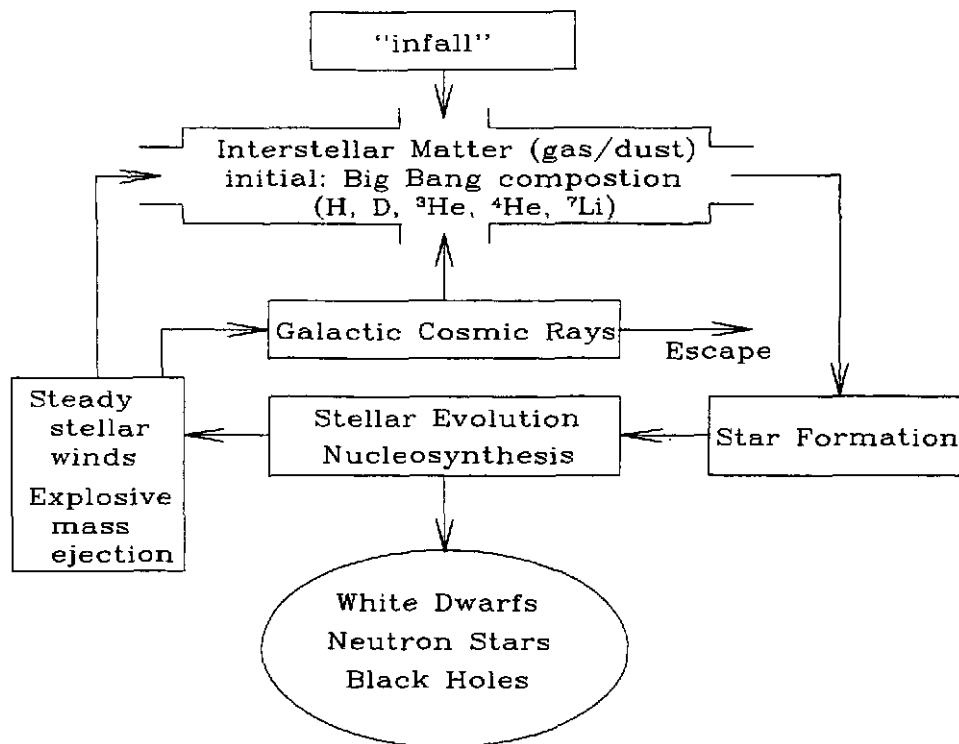


Figure 7. Schéma très simplifié du grand 'mélangeur' galactique (voir texte)

que du rayonnement cosmique galactique ([36, 37]). Ces données ont permis de mieux cerner la nature des sources possibles du rayonnement cosmique et de leur composition à la source. En même temps, elles ont suscité quelques études en astrophysique nucléaire.

3. Les pourvoyeurs de nucléides dans l'Univers: synopsis

La modélisation de l'évolution de la composition des galaxies (généralement appelée l'évolution 'chimique' des galaxies) est clairement l'un des problèmes les plus complexes auquel doit faire face l'astrophysique, en raison notamment du nombre extrêmement élevé d'événements nucléosynthétiques très variés concourant à chaque instant et en chaque lieu à des variations plus ou moins substantielles de l'abondance d'une diversité plus ou moins grande de nucléides.

La question de l'évolution chimique des galaxies a été abordée à divers niveaux de sophistication, depuis des modèles dits 'dynamico-chimiques' jusqu'à de simples modèles 'à une zone'. Les premiers tentent de coupler la dynamique et la thermodynamique des galaxies à leur 'chimie', dont la description est cependant très rudimentaire en raison de la complexité des autres effets pris en compte. Au contraire, les modèles du second type négligent totalement les aspects dynamiques et thermodynamiques pour se limiter à une description plus ou moins simplifiée des variations de composition dans le voisinage solaire. Il n'est pas possible dans le cadre de ce cours de discuter de façon détaillée du problème de l'évolution chimique des galaxies, et nous en présentons seulement une image extrêmement simplifiée (voir [12, 38] pour plus de détails).

La façon dont une galaxie évolue chimiquement est représentée schématiquement à la Fig. 7. Considérons le milieu interstellaire (MIS) (fait de gaz et de poussières) juste après le

processus de formation d'une galaxie. La composition du MIS à ce moment est supposée être celle résultant du Big Bang standard, qui prédit la production en quantités significatives de H, D, ^3He , ^4He et ^7Li seulement (Sect. 5). Une partie du matériau de ce MIS est incorporé dans les étoiles qui se forment et qui, au fil de leur évolution et des nombreuses réactions nucléaires associées, vont plus ou moins profondément transformer la composition initiale d'une fraction au moins de leur matériau initial. Au cours de cette évolution, l'étoile est susceptible, grâce à divers mécanismes (Sect. 6), de retourner au MIS une partie plus ou moins importante de leur matière chimiquement modifiée, le reste étant piégé dans des 'résidus' stellaires (naines blanches, étoiles à neutrons ou même trous noirs). Ces résidus ne participent normalement plus à l'évolution chimique des galaxies, du moins quand ils ne sont pas membre d'un système binaire. Il faut aussi se rappeler qu'une infime fraction de la matière éjectée par certaines étoiles peut être accélérée et atteindre des énergies typiques du rayonnement cosmique galactique. Ces particules énergétiques peuvent interagir avec le MIS et induire ainsi des réactions de spallation susceptibles de produire une fraction significative du Li, Be et B des galaxies, et en particulier du disque de notre Voie Lactée. Du moins dans les galaxies spirales comme la nôtre, une fraction du rayonnement cosmique pourrait s'échapper du disque, de même d'ailleurs qu'une fraction de la matière stellaire éjectée lors d'explosion, en particulier de type supernova (cette possibilité n'est pas représentée à la Fig. 7). Au contraire, de la matière du halo galactique, de composition éventuellement proche de celle provenant du Big Bang, pourrait continuer à s'accumuler sur le disque ('infall') bien après l'épisode principal de formation galactique.

Un ingrédient de base des modèles d'évolution chimique des galaxies est la 'fonction de création stellaire', c-à-d le nombre d'étoiles formées par unité de surface du disque galactique (dans des galaxies spirales) par intervalle unité de masses stellaires et de temps. Cette question a été discutée en grands détails par [39]. Sur base de considérations phénoménologiques et pour d'évidentes raisons de facilité, la fonction de création stellaire est généralement supposée séparable en une fonction du temps seulement (la 'vitesse de formation stellaire') et en une fonction de la masse des étoiles seulement (la 'fonction de masse initiale' ou FMI). Une telle FMI basée sur des données d'observations dans le voisinage solaire est représentée à la Fig. 8. L'une des caractéristiques essentielles de cette fonction (du moins dans le voisinage solaire, mais apparemment aussi dans des situations plus générales) est sa décroissance rapide avec l'augmentation des masses stellaires, du moins dans le domaine $M \gtrsim M_{\odot}$.

Un autre ingrédient majeur des modèles d'évolution chimique des galaxies est la masse et la composition de la matière éjectée par une étoile de masse initiale donnée. Cette quantité est appelée le 'rendement' (de l'anglais 'yield'). Son évaluation nécessite la modélisation de l'évolution d'étoiles dans un large domaine de masses initiales (essentiellement entre 1 et 100 M_{\odot} environ), ainsi que de la nucléosynthèse associée. Les mécanismes d'éjection de matière dans le MIS doivent également être connus pour chaque étoile. Ces processus, ainsi que la fraction de la masse stellaire restituée au MIS sont résumés à la Fig. 9.

Notons enfin que quelques modèles d'évolution chimique tentent de prendre en compte de façon très approchée la contribution spécifique de certaines étoiles binaires. Ceci concerne en particulier l'enrichissement galactique dû à des novae ou à certains types de supernovae (Type Ia) trouvant leur origine dans l'accrétion par des naines blanches de matière en provenance de leur compagnon.

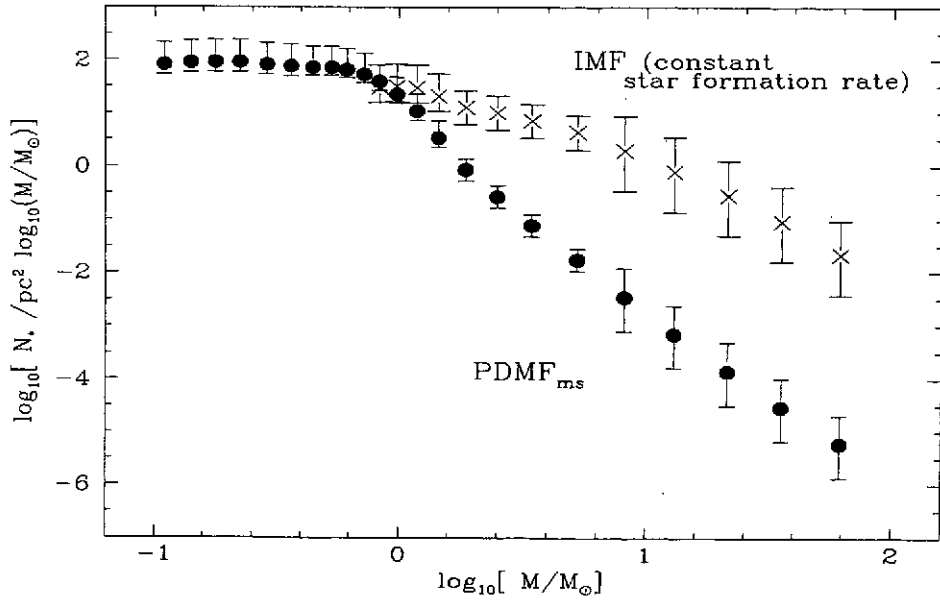


Figure 8. Une fonction de masse initiale FMI pour le voisinage solaire du disque galactique. Elle est obtenue à partir de la 'fonction de masse actuelle' ('present-day mass function ou PDMF') pour des étoiles de la séquence principale (MS) sous l'hypothèse que la fonction de création stellaire ne varie pas dans le temps. La PDMF_{ms} fournit le nombre d'étoiles qui sont sur le point de quitter la MS dans le DHR. La différence entre la PDMF_{ms} et la FMI reflète le rapport de la durée de vie des étoiles de la MS et de l'âge de la Galaxie (supposé être entre 9 et 15 milliards d'années)

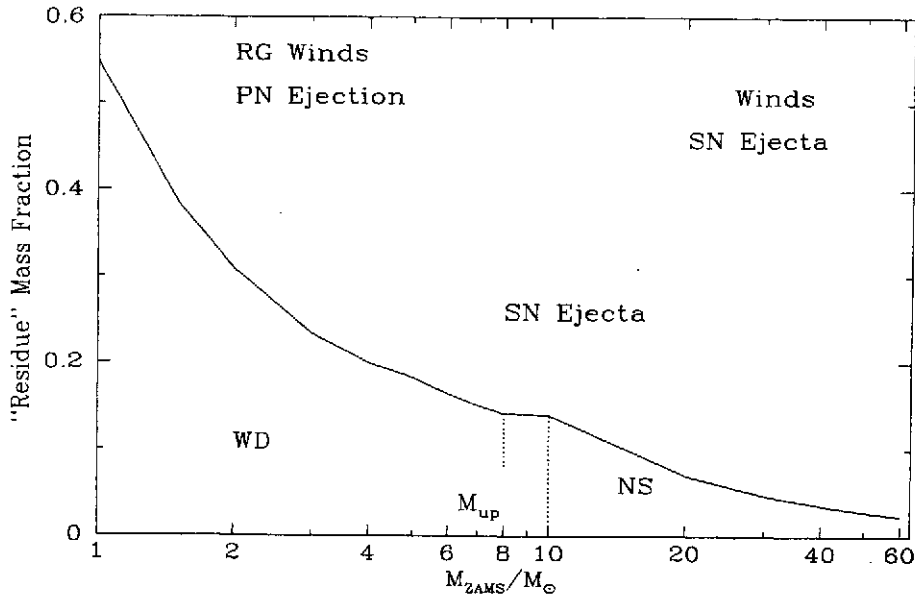


Figure 9. Représentation schématique de la fraction de la masse initiale M_{ZAMS} (ZAMS pour 'zero-age main sequence') d'une étoile isolée dont l'évolution se termine par la production d'un résidu de type naine blanche (WD) ou étoile à neutrons (NS). Le reste de l'étoile est éjecté dans le MIS par le mécanisme indiqué (RG, PN et SN se rapportent aux étoiles géantes rouges, nébuleuses planétaires et supernovae). Les étoiles de masse initiale inférieure à $M_{up} \approx 8M_{\odot}$ sont supposées conduire à des naines blanches à la fin de leur évolution, alors que celles pour lesquelles $M \gtrsim 10M_{\odot}$ laissent une étoile à neutrons de $1.4 M_{\odot}$. L'évolution des étoiles dans le domaine $8 \lesssim M \lesssim 10M_{\odot}$ est encore mal connue. Elles pourraient terminer leur évolution en laissant une naine blanche, une étoile à neutrons, ou peut-être même ne pas laisser de résidu. Le schéma présenté est encore sujet à de très nombreuses incertitudes

4. La physique nucléaire dans les pourvoyeurs de nucléides: synopsis

Ainsi que suggéré dans les sections précédentes, la physique nucléaire marque de son empreinte l'Univers à toutes les échelles. Afin de déchiffrer les messages du cosmos qui peuvent intéresser l'astrophysique nucléaire, il est indispensable de partir d'une description aussi fiable et complète que possible des propriétés fondamentales des noyaux atomiques dans les conditions du laboratoire, et tout particulièrement de leurs masses et leurs modes de désintégration. Si cette information est nécessaire au développement de l'astrophysique nucléaire, elle n'est en aucune façon suffisante. Il reste en effet à découvrir comment les propriétés nucléaires mises à jour sur terre peuvent éventuellement être affectées dans les situations astrophysiques où peuvent régner des conditions très variées, et en particulier de très hautes températures et/ou densités ne pouvant absolument pas être atteintes en laboratoire. Ces questions ont été au centre de très nombreuses recherches, tant expérimentales que théoriques.

4.1. La masses des noyaux 'froids'

Les masses nucléaires (ou, de façon équivalente, les énergies de liaison ou de séparation) jouent un rôle essentiel dans tous les chapitres de l'astrophysique nucléaire. Leur connaissance est en effet indispensable à l'évaluation des probabilités de toute transformation nucléaire et donc au calcul de l'énergétique associée.

La Fig. 10 présente les quelque 2500 nucléides qui ont été identifiés à ce jour dans le laboratoire. Parmi eux, 286 environ existent dans la nature, alors que les autres sont uniquement produits en laboratoire. Malgré son étendue, cet ensemble de noyaux est loin de rencontrer les besoins de l'astrophysique. C'est particulièrement le cas dans le traitement du processus r (voir S. Goriely, ce volume), qui nécessite la prise en compte d'un très grand nombre de noyaux encore impossible à produire expérimentalement. La théorie doit donc impérativement compléter les efforts expérimentaux.

4.2. Les noyaux 'chauds'

Les conditions particulières régnant dans les sites astrophysiques, et spécialement dans les intérieurs stellaires, apportent leur lot de difficultés supplémentaires et souvent d'une grande complexité. Même les notions fondamentales de 'liaison' nucléaire ou de stabilité doivent être traitées avec grand soin dans certaines situations. Ceci vient en particulier du fait que les noyaux plongés dans un milieu à très haute température se trouvent non seulement dans leur état fondamental, mais également dans un ensemble de niveaux excités. Ceux-ci sont peuplés par interaction avec des particules (principalement des électrons provenant de l'ionisation des atomes) ou des photons. Dans les intérieurs stellaires (même dans des conditions explosives), l'équilibre thermodynamique est en général réalisé à un très haut niveau de précision, du moins localement, de sorte que les populations relatives des niveaux nucléaires sont fournies avec une excellente approximation par la distribution statistique de Maxwell-Boltzmann ([16]). D'après cette loi, la population thermique de niveaux excités devient significative si la température [$kT \approx 8.6 \times (T/10^8 \text{ K}) \text{ keV}$] devient commensurable avec l'énergie d'excitation. A une température donnée, les niveaux à basse énergie d'un noyau lourd impair-impair sont donc particulièrement peuplés.

Les états isomériques posent un certain nombre de problèmes spécifiques, leur population pouvant différer plus ou moins fortement des valeurs d'équilibre à certaines températures. Ces populations d'équilibre peuvent en effet ne pas avoir le temps d'être atteintes en

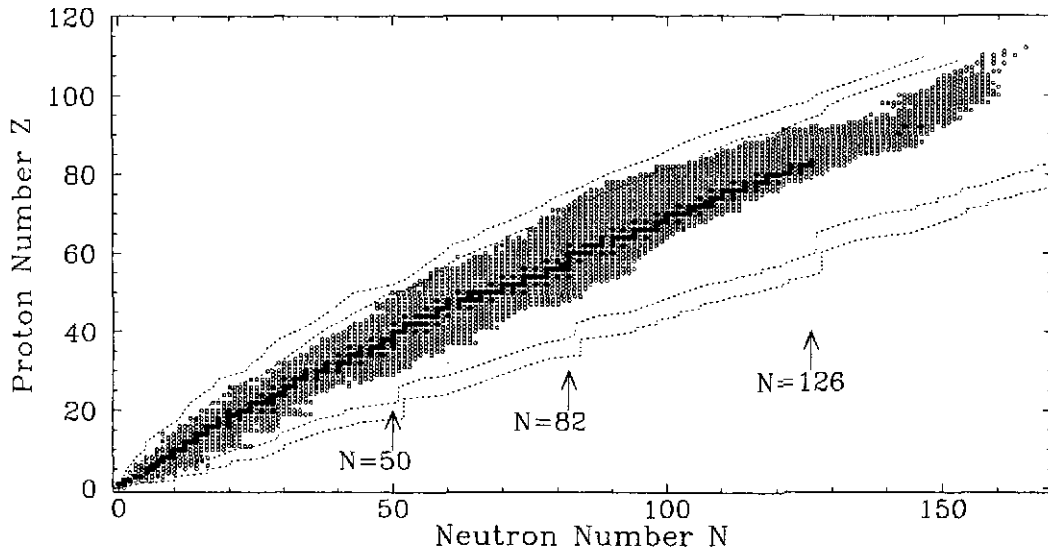


Figure 10. 'Carte de Segrè' des nucléides stables ou à longue période ($t_{1/2} \gtrsim 4.6 \times 10^9$ ans, qui est l'âge approximatif du système solaire) (points noirs). Le radionucléide ^{234}U ($t_{1/2} \approx 2.5 \times 10^5$ ans) n'est pas représenté, même s'il se trouve également à l'état naturel sur terre suite à son appartenance à la chaîne de désintégration de ^{238}U . Les cercles ouverts représentent des noyaux produits en laboratoire dont la demi-vie, et dans bien des cas la masse, sont connues. Les nucléides stables forment la 'vallée de stabilité nucléaire' (parfois appelée 'vallée de Heisenberg'). Les noyaux situés à droite (gauche) de cette ligne sont qualifiés de riches (déficients) en neutrons, et se transforment spontanément par désintégration β . Les nucléides très lourds peuvent en plus subir des désintégrations α ou fissionner. Assez loin de la vallée de stabilité, les noyaux peuvent même devenir instables vis-à-vis de l'émission d'un neutron ou d'un proton (observée en laboratoire dans quelques cas). L'ensemble des noyaux dont les énergies de séparation neutronique ou protonique tendent vers zéro définissent les 'lignes de drip' en neutrons et protons (lignes en pointillés) prédites par un modèle de masses nucléaires. Des lignes de drip doubles sont représentées pour rendre compte des effets pair-impair (A noter qu'une énergie de séparation protonique négative n'implique pas nécessairement une émission spontanée de protons en raison de la présence d'une barrière coulombienne)

raison de la probabilité relativement faible des transitions électromagnétiques entre états isomérique et fondamental qui sont plus ou moins fortement 'interdites' en raison des règles de sélection auxquelles obéissent ces transitions. Des situations de ce type présentant un intérêt astrophysique concernant, par exemple, ^{26}Al ([40]), ^{176}Lu ([41]) et ^{180}Ta ([42]). Dans ces divers cas, la thermalisation ne peut en général s'opérer que si l'état isomérique peut être peuplé à partir du fondamental par l'intermédiaire d'un état à plus haute énergie dont le spin est intermédiaire entre celui du fondamental et de l'isomérique. En raison de son énergie d'excitation, cet état intermédiaire ne peut être significativement peuplé qu'à température suffisamment élevée. Ainsi, l'état isomérique à 228 keV de ^{26}Al ($t_{1/2} = 6.3$ s) est prédit ne pouvoir atteindre un équilibre thermique avec l'état fondamental qu'à des températures excédant environ 5×10^8 K.

La présence dans un plasma stellaire de noyaux dans leur état fondamental aussi bien que dans leurs états excités a d'importantes conséquences sur la probabilité des divers modes de désintégration ou de transmutation nucléaire, et par conséquent sur différents processus nucléosynthétiques. Dans de nombreux cas, la connaissance de la masse d'un noyau dans son état fondamental n'est donc pas suffisante et doit être complétée par l'évaluation de 'fonctions de partition nucléaire', c-à-d des sommes des populations d'équilibre des divers

niveaux excités (en excluant éventuellement les états isomériques). De telles fonctions interviennent notamment lorsqu'une réaction nucléaire est en équilibre avec sa réaction inverse, une situation extrême de ce type étant un état 'd'équilibre nucléaire statistique (ENS)' (Sect. 7.3).

Le fait que des noyaux excités jouent un rôle dans de nombreuses questions d'astrophysique nucléaire rend indispensable la connaissance de leur spectre d'énergie et de la séquence des spins des niveaux impliqués. Une telle information est rarement disponible expérimentalement, tout particulièrement pour des noyaux exotiques, ou même dans le cas de noyaux stables lorsque des températures très élevées doivent être considérées. Dans de telles conditions, des niveaux d'énergie relativement élevée peuvent en effet être assez abondamment peuplés.

4.3. Noyaux à haute densité

Aux densités élevées rencontrées notamment dans les supernovae ou les étoiles à neutrons, la notion de liaison nucléaire ne peut prendre son sens qu'en terme d'une équation d'état nucléaire (EEN) qui décrit la densité d'énergie et la pression d'un système de nucléons et/ou de noyaux en fonction de la densité de la matière.

A des densités $\rho \lesssim 10^{-2} \rho_0$, où $\rho_0 \approx 3 \times 10^{14} \text{ gcm}^{-3}$ est la densité de saturation nucléaire, l'ENS est en général réalisé dans les conditions astrophysiques, de sorte que l'EEN peut être obtenue à partir des lois de la mécanique statistique d'équilibre. Le problème le plus sérieux dans ce cas résulte du fait que la matière en question est en général faite de noyaux extrêmement riches en neutrons dont les fonctions de partition, sinon les énergies de liaison (qui sont des quantités essentielles entrant dans les équations de la mécanique statistique) ne sont pas connues expérimentalement.

L'EEN à des densités ρ allant de 0.01 à 10 fois environ ρ_0 est l'un des ingrédients essentiels des modèles de supernova ou d'étoiles à neutrons. En particulier, les caractéristiques de l'EEN autour de ρ_0 déterminent dans une large mesure si une étoile massive peut ou non exploser en supernova. Une étude détaillée de la physique entrant dans la construction de l'EEN dans ce domaine de densités sort du cadre de ces leçons. Le lecteur intéressé peut consulter par exemple [43, 44].

4.4. Les transformations nucléaires dues aux interactions faibles

Une grande diversité de processus dus à l'interaction faible jouent un rôle de première importance dans beaucoup de questions d'astrophysique ([45]). Dans la suite, nous ne discutons brièvement que de quelques problèmes ayant des implications en évolution stellaire et en nucléosynthèse. Nous omettons par contre des questions très intéressantes, comme la physique du neutrino et ses implications dans divers domaines de l'astrophysique et de la cosmologie.

Un exemple très spécifique de l'importance des interactions faibles est fourni par la réaction $\text{H} + \text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ qui permet l'enclenchement des chaînes proton-proton constituant le mode dominant de combustion de l'hydrogène dans des étoiles dont la masse $M \lesssim 1M_\odot$ (Sect. 7.1). A des phases plus avancées de leur évolution, divers processus d'interaction faible peuvent se produire dans les étoiles, certains étant inconnus dans le laboratoire, tout comme la réaction $\text{H} + \text{H}$.

4.4.1. Divers modes de désintégration β en astrophysique Les formes les plus familières de processus d'interaction faible dans le laboratoire sont la désintégration β^\pm et la capture

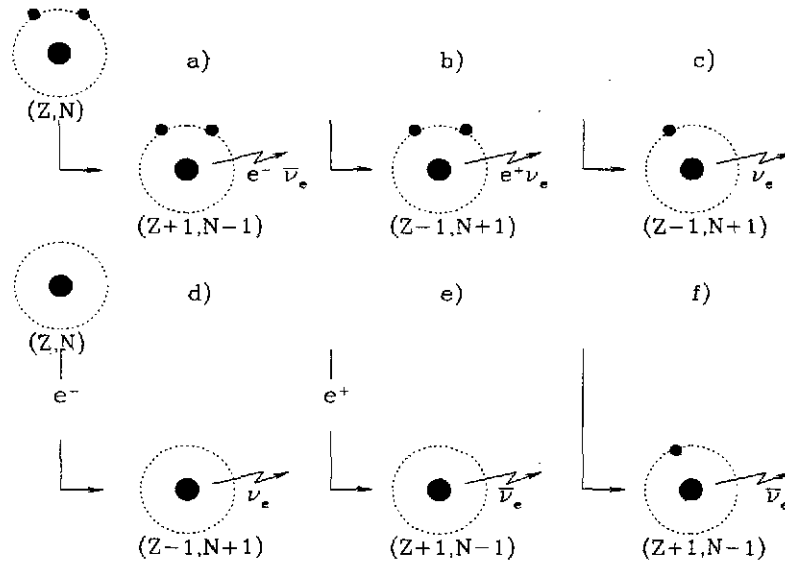


Figure 11. Schéma de différents modes de désintégration β : (a) désintégration β^- , (b) désintégration β^+ , (c) capture d'un électron orbital, (d) capture d'un électron libre, (e) capture d'un position libre et (f) création e. Les processus (a)-(c) sont les modes usuels de désintégration dans les conditions du laboratoire, tandis que les transformations (d)-(f) peuvent se produire dans les conditions stellaires

d'un électron orbital [voir Figs. 11(a)-(c)]. La probabilité de ces trois processus peut être plus ou moins différente dans le laboratoire et dans les conditions astrophysiques. L'un des effets responsables de ces différences résulte de la réduction possible de l'espace des phases accessible à l'électron émis dans une désintégration β^- . Cette réduction est elle-même due à la dégénérescence du gaz de Fermi-Dirac des électrons rencontré dans une variété de situations astrophysiques.* D'autres effets se rapportent à la contribution d'états excités du noyau au processus de désintégration, ainsi qu'à l'ionisation. Cette perte d'électrons libres se produit dans beaucoup de situations stellaires, principalement à haute température. Des atomes accélérés à des énergies relativistes, comme dans le cas du rayonnement cosmique galactique, se débarrassent également de leurs électrons. L'ionisation peut influencer de diverses façons les demi-vies nucléaires. L'effet le plus évident est une réduction de la probabilité de capture d'électrons liés. Une conséquence moins triviale est le développement éventuel d'un processus de 'création e (bound-state β -decay)' qui consiste en la création d'un électron dans une orbite atomique ayant perdu tous ou une partie de ses électrons par ionisation [Fig. 11(f)].

D'autres modes de désintégrations β peuvent exister dans les plasmas stellaires. La capture d'électrons libres [Fig. 11(d)] est assez courante et est souvent plus importante que la capture d'électrons liés, en particulier évidemment dans des sites où l'ionisation est importante. Les effets les plus spectaculaires de la capture d'électrons libres se manifestent lorsque le gaz d'électrons est fortement dégénéré. Dans ces conditions en effet, des noyaux très stables dans le laboratoire peuvent devenir instables si l'énergie de Fermi des électrons

* Dans des conditions d'équilibre thermodynamique local qui prévalent dans la plupart des intérieurs stellaires ([16]), le gaz d'électrons obéit à la statistique de Maxwell-Boltzmann. Cependant, la statistique de Fermi-Dirac est la seule valable dans diverses situations, les électrons étant alors 'dégénérés'. Le degré de dégénérescence augmente avec l'énergie de Fermi du gaz, c-à-d avec une augmentation de la densité et/ou une baisse de la température

est plus grande que l'énergie seuil de transitions endothermiques. L'évaluation de la vitesse de capture d'électrons libres peut reposer sur la connaissance expérimentale de la vitesse de la transition β^+ inverse. Dans beaucoup de cas, cette information est cependant insuffisante et doit être complétée par des considérations théoriques. Parmi les transitions endothermiques les plus remarquables pouvant être rencontrées en astrophysique, citons la capture électronique par ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne ou ^{24}Mg dans certaines naines blanches ([46, 47, 48]), ou la transformations de protons en neutrons dans le coeur à très haute densité d'une étoile massive sur le point d'exploser en supernova.

La capture de positons [Fig. 11(e)] peut également jouer un rôle important dans certaines situations stellaires, et particulièrement à haute température (typiquement $T > 10^9$ K) et faible densité. Dans ces conditions, une concentration assez élevée de positons peut résulter d'un équilibre $e^- + e^+ \leftrightarrow \gamma + \gamma$.

4.4.2. Les réactions neutriniques Divers processus impliquant des neutrinos peuvent jouer un rôle important dans certains sites astrophysiques, et tout particulièrement dans les supernovae de Type II. Dans ces explosions, la probabilité de production des divers types de neutrinos ou d'antineutrinos au centre de l'étoile à neutrons en formation, leurs sections efficaces d'interaction avec la matière qui déterminent leur vitesse de transport jusqu'à la surface de l'étoile à neutrons, ainsi que l'interaction des neutrinos émergeant de l'étoile à neutrons avec les neutrons ou protons environnants constituent des ingrédients essentiels des modèles de supernova de Type II ([49]-[52]). Les neutrinos diffusant de l'étoile à neutrons pourraient également interagir avec des noyaux lourds pré-existants lors de leur passage dans des couches plus externes de l'étoile en explosion et conduire à une nucléosynthèse limitée appelée 'processus ν ' ([53, 54]).‡

Alors que la plupart des processus de désintégration β d'intérêt astrophysique mentionnés plus haut peuvent être décrits dans le cadre de la théorie classique 'V - A' de l'interaction faible ([55]), l'évaluation des sections efficaces d'interaction neutrinique nécessite la prise en compte des courants chargés et neutres de l'interaction électro-faible ([56, 57]). L'interaction des neutrinos avec la matière pose bien d'autres questions aussi intéressantes que complexes qui ne peuvent être discutées ici (voir par exemple [58] - [60]).

4.4.3. La désintégration β de niveaux nucléaires excités Comme indiqué précédemment, les niveaux excités et le fondamental d'un noyau ont souvent une population caractéristique de l'équilibre thermique, certains niveaux isomériques constituant des exceptions possibles. Ces divers niveaux peuvent donc contribuer à la désintégration β d'un noyau, de sorte que sa demi-vie effective peut plus ou moins largement différer de la valeur du laboratoire.

Un exemple classique de l'importance de la désintégration β de niveaux excités est fourni par ^{99}Tc , qui est sans doute l'isotope du Technetium observé à la surface de certaines étoiles de type AGB. Cet isotope est produit par le processus s de nucléosynthèse (voir S. Goriely, ce volume) à des températures excédant 10^8 K environ. Dans de telles conditions, les niveaux de ^{99}Tc à 141 et 181 keV peuvent être suffisamment peuplés pour contribuer de façon significative à la désintégration β . La Fig. 12 montre que la demi-vie effective de ^{99}Tc peut diminuer de façon spectaculaire de la valeur du laboratoire ($t_{1/2} \approx 2.1 \times 10^5$ ans) à une valeur inférieure à 10 ans environ pour $T \gtrsim 3 \times 10^8$ K. Cet exemple illustre clairement que la désintégration de niveaux excités peut jouer un rôle essentiel dans les conditions suivantes: (1) la désintégration β de l'état fondamental est lente en raison des contraintes imposées

‡ A noter également que la section efficace de capture de neutrinos par certains noyaux lourds, comme ^{71}Ga ou ^{205}Pb , est également nécessaire en vue de développer certains détecteurs à neutrinos

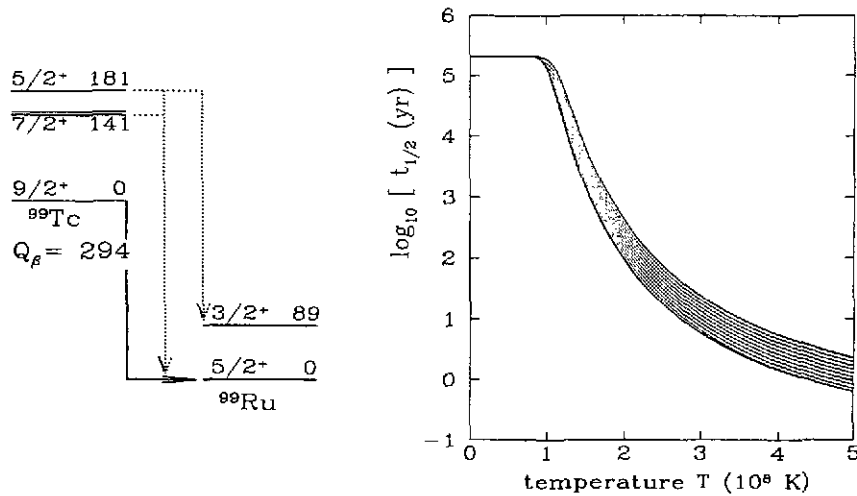


Figure 12. Figure de gauche: les états de basse énergie de ^{99}Tc et de son produit de désintégration (^{99}Ru) identifiés par leur énergie (en keV) et leur spin-parité J^π . Le fondamental de ^{99}Tc se désintègre en laboratoire par une transition deux fois interdite très lente. La désintégration β du niveau isomérique à 143 keV (pas représenté) est également très lente. Au contraire, les niveaux à 141 et 181 keV peuvent subir une transition permise (de type Gamow-Teller; flèches pointillées); Figure de droite: demi-vie β effective de ^{99}Tc en fonction de la température si un équilibre de populations est atteint et sur base d'une estimation des éléments de matrice des transitions β inconnus expérimentalement. La surface grisée représente les incertitudes probables sur la demi-vie effective

par les règles de sélection concernant les différences de spin et de parité entre état initial et final; (2) des niveaux excités à énergie relativement faible peuvent subir des transitions β moins interdites que le fondamental vers des états du noyau fils. Les températures doivent évidemment être assez élevées pour assurer une population assez grande de ces niveaux excités.

4.4.4. Les désintégrations β à grande ionisation Comme souligné plus haut, l'ionisation des atomes peut affecter de diverses façons les périodes de désintégration β . Les deux exemples qui suivent en fournissent une illustration.

La création e La prédiction théorique de ce processus date de plus de 50 ans [61], mais sa confirmation expérimentale n'a été fournie que très récemment [62, 63]. En fait, l'importance de ce mécanisme dans la transformation de certains nucléides stables, comme ^{163}Dy dans des intérieurs stellaires chauds avait déjà été soulignée au début des années 80 ([64]). L'intérêt pour ce processus en astrophysique n'a fait que croître depuis cette époque, notamment en relation avec le processus s et avec certaines études cosmochronologiques ([65]).

La désintégration β de radionucléides dans le rayonnement cosmique Les abondances de certains radionucléides dans le rayonnement cosmique peuvent servir à la détermination de l'âge de ces particules de haute énergie†† ou à une estimation du temps qui s'est écoulé entre la nucléosynthèse et l'accélération à des énergies typiques du rayonnement cosmique ([66]). Parmi les radionucléides intéressants, citons ^{54}Mn qui se désintègre par capture d'électrons orbitaux avec une demi-vie $t_{1/2} = 312 \text{ j}$. A haute énergie, ce radionucléide est totalement

†† Plus précisément, il s'agit du temps de confinement du rayonnement cosmique dans le disque de la Galaxie et dans son halo magnétique

dépourvu de ses électrons orbitaux et ne peut se désintégrer que très lentement par processus β^\pm (la demi-vie associée est très incertaine; [67]). Récemment [68], l'observation de ^{59}Ni dans le rayonnement cosmique (où il est également stabilisé) a permis de conclure que plus de 7.6×10^4 ans (la demi-vie de ^{59}Ni en laboratoire) se sont écoulés entre la production de ce radionucléide et son accélération dans le rayonnement cosmique. Il apparaît ainsi que le rayonnement cosmique ne peut être fait de matière fraîchement éjectée par une supernova, mais plutôt de matière interstellaire pré-existante. Un autre cas intéressant, en particulier pour l'astronomie γ -nucléaire, est fourni par ^{44}Ti . Sa demi-vie qui est d'environ 60 ans en laboratoire ([69]), peut être allongée dans des éjecta de supernovae jeunes en raison de son ionisation [70].

4.5. Désintégrations nucléaires et réactions via l'interaction électromagnétique

Les noyaux immergés dans un bain de photons stellaires à haute température sont susceptibles de subir des photodésintégrations de type (γ, n) , (γ, p) ou (γ, α) . En raison des difficultés expérimentales (et théoriques) rencontrées dans la détermination directe des vitesses de photodésintégration, particulièrement lorsque les photons obéissent à une loi de distribution de Planck†, leur évaluation repose très généralement sur l'utilisation du 'théorème de la balance de détail' appliquée aux réactions inverses de capture de nucléons ou particules α . Cette procédure met clairement en évidence la dépendance en $\exp(-Q/kT)$ des vitesses de photodésintégration, où T est la température et Q la 'valeur Q ' de la réaction. Les photodésintégrations jouent donc un rôle de plus en plus important avec l'avancement de l'évolution des étoiles, c-à-d avec l'augmentation de température. En pratique, elles commencent à participer à l'énergétique et à la nucléosynthèse lors de la phase de 'combustion de Ne' (Sects. 6.4.1, 7.3, 9.3), qui est en réalité une phase de photodésintégration dominée par $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$. L'importance des photodésintégrations culminent lors de la phase supernova.

4.6. Désintégrations nucléaires via l'interaction forte

Les processus de fission, et en particulier celle induite par neutrons, peuvent déterminer la nature des nucléides les plus lourds susceptibles d'être synthétisés par le processus r (voir S. Goriely, ce volume). Il n'est donc pas étonnant qu'ils aient attiré l'attention des astrophysiciens nucléaires, notamment en relation avec la possibilité de production stellaire de noyaux super-lourds. D'autre part, la fission, spécialement de type β -retardée, présente l'intérêt supplémentaire d'être éventuellement responsable du recyclage vers des nucléides plus légers des noyaux les plus lourds produits dans le processus r (ce recyclage peut également être dû à des désintégrations α). Enfin, l'énergie libérée par les fissions peut jouer un rôle non négligeable dans certains processus de captures rapides de neutrons, comme ceux qui pourraient être associés à des étoiles à neutrons ([71]).

En ce qui concerne les désintégrations α , elles ont fait l'objet d'études extensives dans le laboratoire. Sauf dans quelques cas très particulier [72], les données expérimentales disponibles semblent suffire aux besoins astrophysiques. La situation est très différente en ce qui concerne la fission. En effet, les barrières de fission de noyaux très riches en neutrons impliqués dans le processus r ne peuvent être mesurées aujourd'hui dans le laboratoire et ne peuvent être évaluées que théoriquement.

† C'est la cas dans les intérieurs stellaires, où l'équilibre thermodynamique local constitue une très bonne approximation ([16])

4.7. Les réactions thermonucléaires dans des événements astrophysiques non explosifs

Aux données nucléaires d'intérêt astrophysique mentionnées dans les sections précédentes, il faut sans aucun doute ajouter la vitesse de réactions nucléaires dans des domaines d'énergie d'intérêt astrophysique. La détermination de ces vitesses a depuis bien longtemps été au centre d'une intense activité expérimentale et théorique. Des détails relatifs à ces recherches sont fournis par P. Descouvemont, S. Goriely et P. Leleux (ce volume). Nous nous limitons donc ici à quelques considérations et remarques très générales relatives aux réactions thermonucléaires en astrophysique. Les réactions de spallation (Sect. 3) ne seront pas discutées ici.

Les réactions thermonucléaires d'intérêt astrophysique concernent principalement la capture de nucléons ou particules α . Un nombre limité de réactions impliquant des ions lourds légers (^{12}C , ^{16}O) sont également importantes. Comme souligné précédemment, les réactions induites par particules chargées contribuent de façon essentielle au budget énergétique d'une étoile, ainsi qu'à la production de nouveaux nucléides dans des situations non stellaires (Big Bang) ou stellaires. Au contraire, les captures de neutrons n'ont un impact qu'au niveau nucléosynthétique, leur contribution énergétique étant négligeable.

Dans des situations non explosives, correspondant en particulier aux phases 'calmes' de l'évolution stellaire qui se déroulent à température relativement basse, la plupart des réactions intéressantes impliquent des noyaux stables. Malgré cela, la détermination expérimentale de leur section efficace posent des problèmes d'une extrême complexité ([10]).

Le domaine d'énergie 'où presque rien ne se passe' Les difficultés expérimentales sont essentiellement dues au fait que les énergies d'intérêt astrophysique pour les réactions entre particules chargées sont beaucoup plus faibles que la barrière coulombienne. En conséquence, les sections efficaces peuvent plonger jusqu'à des valeurs de l'ordre du nanobarn au picobarn. Grâce à leur savoir-faire et d'héroïques efforts, les physiciens nucléaires impliqués dans l'astrophysique nucléaire ont été capables de fournir les sections efficaces les plus petites jamais mesurées en laboratoire, sans pouvoir cependant, sauf à l'une ou l'autre exception près, atteindre la région 'où presque rien ne se passe' d'intérêt astrophysique. L'aide théorique est donc indispensable en vue de fournir des extrapolations fiables des données expérimentales, ou même de prédire la vitesse de réactions n'ayant jamais été étudiées dans le laboratoire.

Corrections d'écran électronique De nouvelles difficultés sont venues s'ajouter à celles, déjà nombreuses, posées par la détermination des vitesses stellaires de réaction nucléaire avec la découverte, grâce à une série d'expériences remarquables, que les sections efficaces mesurées en laboratoire aux énergies les plus basses possibles peuvent être 'polluées' par des effets atomiques ou moléculaires induits par les conditions d'expérience elles-mêmes ([73] - [75]). En conséquence, la situation apparaît bien plus complexe qu'imaginée précédemment afin de passer des mesures en laboratoire aux vitesses stellaires: avant d'appliquer les corrections d'écran habituelles relatives aux plasmas stellaires ([76]), il faut tout d'abord extraire les effets d'écran du *laboratoire* des sections efficaces mesurées en vue de déduire les probabilités de réaction entre ions totalement ionisés constituant le plasma à l'intérieur des étoiles. En dépit de très nombreux efforts expérimentaux et théoriques, bien des incertitudes subsistent dans la mesure précise des effets d'écran dans les conditions du laboratoire. Des difficultés plus ou moins importantes subsistent également dans le calcul des effets d'écran stellaires. Cette situation peut être très gênante dans le traitement de certaines questions spécifiques,

comme celle des neutrinos solaires (Sect. 1).

4.8. Les réactions nucléaires dans des événements astrophysiques explosifs

Dans des explosions stellaires (comme les novae et les supernovae) ou non-stellaires (Big Bang), les énergies d'intérêt astrophysique sont typiquement plus grandes que dans un environnement non-explosif (en raison des températures plus élevées associées aux explosions) et peuvent même atteindre des valeurs proches de la barrière coulombienne. Dans ces conditions, les sections efficaces de réaction sont également plus grandes, pouvant varier entre le micro- et le millibarn. Un prix élevé doit malheureusement être payé afin d'entrer dans ce domaine de sections efficaces.

Le monde de l'exotisme nucléaire Les particules α , nucléons ou photons thermalisés dans un site astrophysique en explosion sont capables de pousser les flots nucléaires vers la région des noyaux très riches ou très déficients en neutrons. La description précise de ces flots nécessite donc la connaissance de la vitesse de capture de nucléons ou de particules α par des noyaux très instables dont la grande majorité n'a jamais été produite dans le laboratoire. Les vitesses de réaction sont donc exclusivement évaluées sur une base théorique.

L'excitation des noyaux cibles L'évaluation des vitesses de réaction se complique encore en raison du peuplement thermique d'un grand nombre de niveaux excités du noyau cible qui peuvent participer aux transmutations thermonucléaires. Cette contribution ne peut être évaluée que théoriquement, même si les noyaux cibles sont stables.

Une autre caractéristique des processus nucléaires opérant dans des situations explosives est la limitation drastique des durées de combustion, qui peuvent ne pas excéder des valeurs de l'ordre de la seconde à l'heure. En fait, une phase de combustion donnée peut dans certains cas se terminer bien avant l'épuisement des réactants, contrairement à la situation prévalant dans des conditions non explosives. Une telle situation se rencontre lorsque les échelles de temps de refroidissement de la matière (associées à sa vitesse d'expansion due à une explosion) devient plus courte que la vie moyenne d'un noyau pour la capture d'une particule chargée. Ces temps nucléaires caractéristiques augmentent en effet largement lorsque le milieu se refroidit en raison de la diminution des probabilités de transmission des barrières coulombiennes, liée elle-même à la diminution des énergies relatives moyennes des particules participant aux réactions (en raison de l'absence d'une telle barrière, la capture de neutrons n'est évidemment pas à prendre en compte dans cette discussion).

La nucléosynthèse explosive associée a très souvent été étudiée dans le cadre de modèles astrophysiques paramétrisés et souvent simplifiés à l'extrême. Une telle approche permet d'éviter les multiples difficultés rencontrées dans la prédiction des véritables caractéristiques de l'explosion, qui sont en fait très souvent inconnues. Au contraire, les flots nucléaires sont souvent décrits au moyen de réseaux détaillés (e.g. [11], Chap. 9). Cette approche hybride dans ses niveaux de sophistication astrophysique et nucléaire présente certainement quelques avantages. En particulier, elle permet de se faire une idée, qualitative du moins, des caractéristiques générales d'un processus nucléaire donné et même d'identifier quelques données nucléaires pouvant revêtir une importance particulière. Elle présente également d'évidentes déficiences et le danger que la validité des conclusions qui en sont tirées ne soient surévaluées sur les plans tant astrophysique que nucléaire.

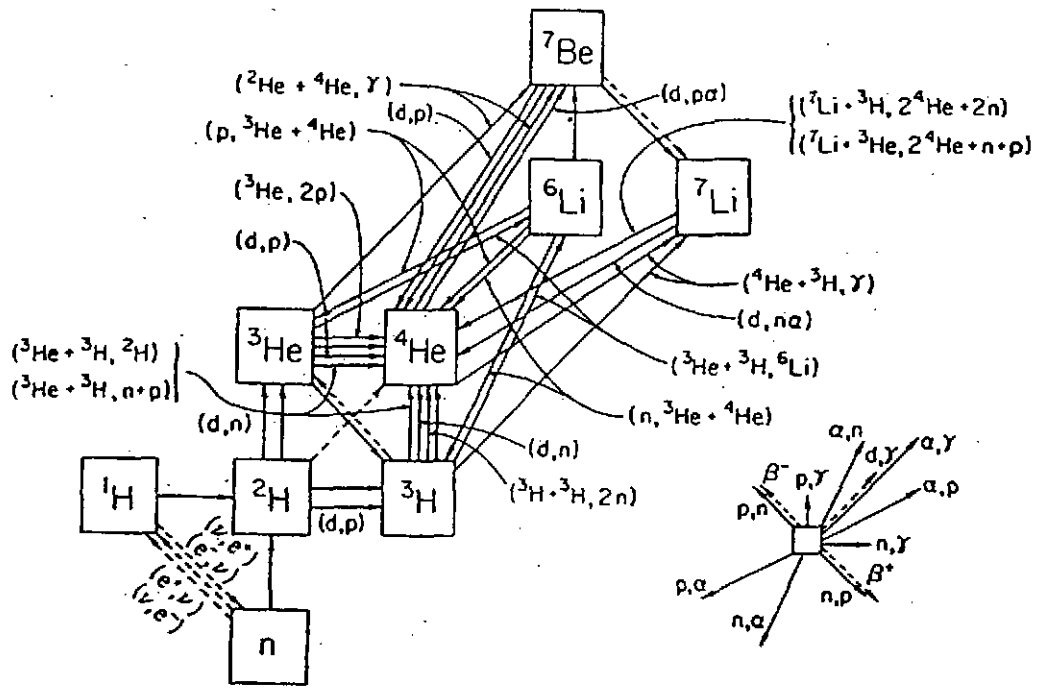


Figure 13. Le réseau des réactions nucléaires les plus importantes dans le cadre de la NBBS

5. Le Big Bang et la nucléosynthèse primordiale

L'observation de l'expansion de l'Univers, du spectre de Planck de la radiation micro-onde à 3 K, des fluctuations de densité dans la très faible anisotropie de ce rayonnement et dans la distribution locale des galaxies, ainsi que les prédictions relatives à la nucléosynthèse primordiale confirment aujourd'hui de façon spectaculaire la validité de la théorie du Big Bang et d'un Univers initialement chaud et dense.

En tant que l'un des piliers de la cosmologie moderne, la nucléosynthèse accompagnant le Big Bang a fait l'objet de myriades de travaux dont il est impossible de rendre compte dans le cadre de ces leçons. Des détails concernant les modèles de Big Bang et leurs multiples ramifications en physique des particules, en physique nucléaire et en astrophysique observationnelle ou théorique peuvent être trouvés dans un certain nombre de revues récentes ([95] - [98]). Nous nous limiterons ici à quelques considérations très générales. Il convient tout d'abord de souligner que la nucléosynthèse accompagnant le Big Bang (NBBS) se produit aux premiers instants dans l'histoire de l'Univers pour lesquels les processus physiques sont bien compris. Des prédictions détaillées peuvent dès lors être faites et confrontées à une grande variété de données observationnelles. En particulier, le modèle de Big Bang dit 'standard' (BBS) fournit une description particulièrement 'économique' (en terme de nombre de paramètres libres) de l'Univers observable. En fait, et une fois connue la température actuelle T_0 du fond micro-onde (approximativement 2.73 K), le modèle BBS ne contient qu'un seul paramètre cosmologique, à savoir le rapport $\eta \equiv n_b/n_\gamma$ du nombre de baryons à celui des photons.

La Fig. 14 illustre clairement les caractéristiques essentielles de la NBBS calculée sur base du réseau de réactions représenté à la Fig. 13, à savoir une production plus ou moins importante à des températures voisines de 10^9 K des nucléides légers D, ^3He , ^4He , ^7Li au

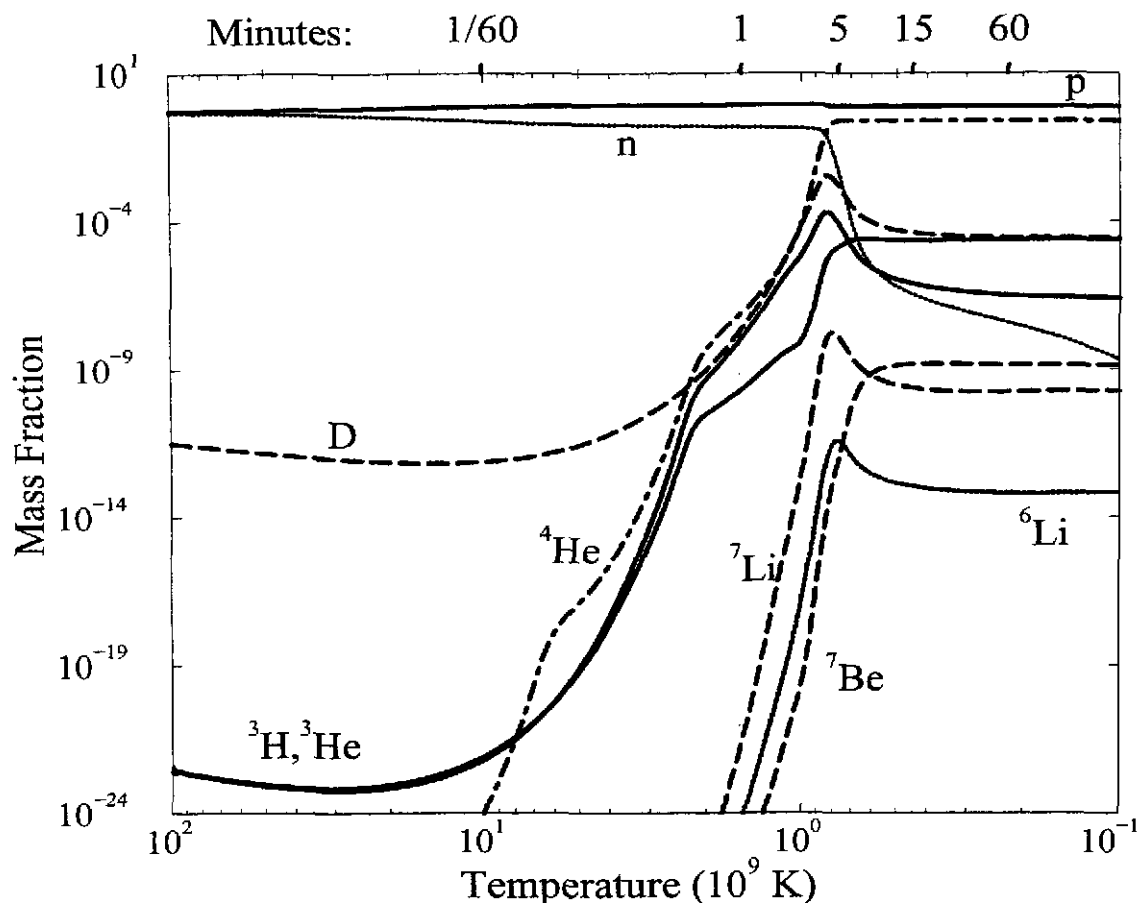


Figure 14. Fraction de masse des nucléides produits dans le BBS en fonction du temps écoulé lors de l'expansion de l'Univers (abscisse supérieure) ou, de façon équivalente, de la température (abscisse inférieure), la valeur adoptée du paramètre η étant égale à 5.1×10^{-10} (figure tirée de [98])

dépend des neutrons et protons initiaux. Le nucléide le plus abondamment produit est ${}^4\text{He}$. Cette situation résulte de la difficulté qu'a le flot nucléaire à dépasser le nombre de masse $A = 5$ pour lequel n'existe aucun noyau stable. Il faut noter que l'abondance de ${}^4\text{He}$ calculée dans le cadre du BBS dépend essentiellement de la demi-vie du neutron et du nombre N_ν d'espèces de neutrinos légers. Ainsi, la NBBS a fourni durant les années 80 la contrainte la plus forte sur N_ν , spectaculairement confirmée ensuite en laboratoire (N_ν compatible avec 3). L'absence de noyau stable à $A = 8$ joue également un rôle clé dans la NBBS. Cette situation impose en effet une production très faible de nucléides à $A > 7$ (ces conclusions sont largement indépendantes de tout choix de la valeur de η pouvant être compatible avec le modèle BBS). La Fig. 15 complète les informations nucléosynthétiques fournies par la Fig. 14 en présentant les abondances finales obtenues dans le cadre du BBS en fonction de η (comme illustré à la Fig. 14, l'abondance des nucléides stables reste constante lorsque la température devient insuffisante pour permettre aux réactions nucléaires entre particules chargées d'opérer assez rapidement par rapport au temps d'expansion de l'Univers (Sect. 4.8)). Cette figure illustre également l'impact des incertitudes nucléaires sur les prédictions de la NBBS au travers de l'utilisation des valeurs des vitesses de réaction nucléaire 'adoptées' et de leurs limites inférieure et supérieure fournies par la compilation NACRE [78]. Parmi les incertitudes nucléaires les plus importantes pouvant être identifiées

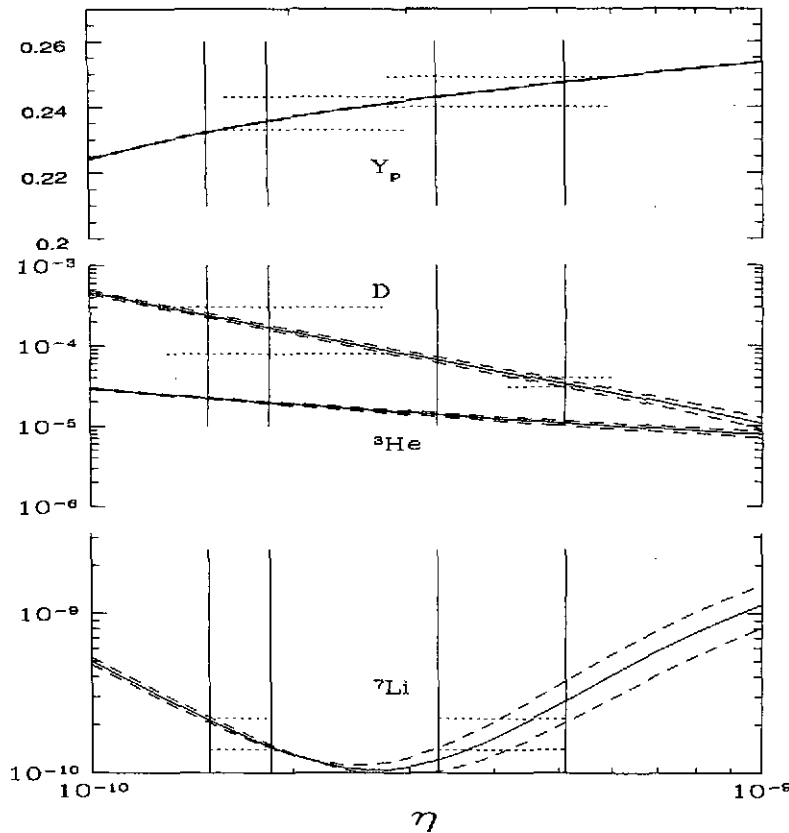


Figure 15. Prédictions nucléosynthétiques dans le cadre du modèle standard du Big Bang (NBBS). Les abondances de ${}^4\text{He}$ (exprimées en fraction de masse Y_p) et de D, ${}^3\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ (exprimées en densité numérique) sont représentées en fonction de η . Les lignes en trait plein sont obtenues en utilisant les vitesses de réaction 'adoptées' fournies par la compilation NACRE [78]. Les lignes pointillées résultent de l'utilisation des limites supérieure et inférieure des vitesses proposées par NACRE. Les lignes horizontales fournissent les limites déduites de diverses observations: ${}^4\text{He}$ à gauche: [100]; ${}^4\text{He}$ à droite: [101]; D à gauche: [102]; D à droite: [98]; ${}^7\text{Li}$ [103, 104]. Les lignes verticales correspondent aux limites de η compatibles avec les données observationnelles relatives à ${}^7\text{Li}$ (figure tirée de [99])

à partir de ces calculs, citons $D(p,\gamma){}^3\text{He}$ qui intervient à assez haute valeur de η au travers de ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}(e,\nu){}^7\text{Li}$.

A ce point, il convient de confronter les prédictions de la NBBS aux observations. Cette comparaison soulève de multiples difficultés et est entachée de nombreuses incertitudes non seulement au niveau des abondances prédites, mais également en ce qui concerne les données pouvant être fournies par l'observation. En ce domaine, l'un des principaux problèmes concerne le fait que la comparaison avec la théorie doit se faire sur base d'abondances 'primordiales' qui ne peuvent être mesurées directement, mais qui, au contraire, doivent être obtenues sur base d'observations extrapolées à l'ère pré-galactique grâce à un modèle d'évolution chimique de la Galaxie ou des galaxies. Il sort du cadre de ces leçons de mener une discussion détaillée de la détermination de ces abondances primordiales. Le lecteur intéressé peut consulter utilement ([95] - [98]). La Fig. 15 fournit les limites inférieure et supérieure des abondances primordiales de D, ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ sélectionnées par [99]. Il faut noter que l'abondance primordiale de ${}^3\text{He}$ n'est pas représentée en raison des très grandes incertitudes affectant sa valeur. Il convient également de signaler que deux domaines disjoints de valeurs de

l'abondance primordiale de D proposés par deux groupes d'observateurs apparaissent à la Fig. 15. Cette situation illustre particulièrement clairement l'ampleur des problèmes posés par la détermination de certaines abondances primordiales.

La Fig. 15 montre que les abondances de ${}^7\text{Li}$ prédites par la NBBS et celles déduites de l'observation peuvent être réconciliées pour des valeurs de η comprises dans les domaines $1.4 < \eta_{10} < 1.9$ ou $3.3 < \eta_{10} < 5.1$ ($\eta = 10^{-10} \times \eta_{10}$). En termes du rapport $\Omega_{0,B} \equiv \rho_{B,0}/\rho_{c,0}$ de la densité baryonique actuelle à la densité critique actuelle assurant la fermeture de l'Univers, ces limites sur η peuvent se traduire par $0.013 < \Omega_{B,0} < 0.017$ ou $0.017 < \Omega_{B,0} < 0.045$ sur base de la relation $\Omega_{B,0} \approx 0.0036 h_0^{-2} \eta_{10} (T_0/2.73)^3$, où h_0 , défini à partir de la constante de Hubble actuelle H_0 par $H_0 \equiv 100 h_0 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (1 Mpc = 1 Mégaparsec), est adopté égal à 0.65, cette valeur (encore affectée d'incertitudes) étant déduite d'observations récentes. L'interprétation de ces valeurs baryoniques dans le cadre d'un modèle de la matière noire est un sujet d'un grand intérêt cosmologique qui ne peut être abordé ici.

Les deux domaines de η (ou $\Omega_{B,0}$) qui viennent d'être définis, ou du moins une partie de ces domaines, permettent également de rendre compte de l'abondance de D et de ${}^4\text{He}$. Plus précisément, le premier domaine fournit une explication pour les abondances de D élevée et de ${}^4\text{He}$ faible, le second domaine rendant au contraire compte des abondances de D faible et de ${}^4\text{He}$ élevée. Les incertitudes actuelles ne permettent pas de préférer l'une des solutions à l'autre. A cet égard, une détermination plus précise de l'abondance primordiale de D serait essentielle. Il faut également noter que les domaines de valeurs de η (ou $\Omega_{B,0}$) capables de rendre compte des abondances primordiales de D, ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ peuvent varier d'un auteur à l'autre, dépendant de leur sélection des abondances primordiales 'observées' et des prédictions théoriques. Il n'en reste pas moins que la capacité du BBS de rendre compte des abondances de trois nucléides au moins (le cas de ${}^3\text{He}$ est incertain) à l'aide d'un seul paramètre libre est généralement considéré comme l'un des triomphes de ce modèle.

Remarquons enfin que de nombreux modèles 'non-standards' de BB ont également été développés. En particulier, l'un de ceux-ci repose sur l'existence d'inhomogénéités à l'époque de la nucléosynthèse et a soulevé un grand intérêt dans la communauté des astrophysiciens nucléaires ([105, 106]). Ce type de modèles fait en effet intervenir beaucoup plus de réactions que le BBS (Fig. 13), beaucoup de ces transformations ayant des vitesses inconnues dans la mesure où elles font intervenir des noyaux instables. Il est évident que l'intérêt de poursuivre des recherches expérimentales ou théoriques au sujet de ces réactions dépend avant tout de la validité de ces modèles inhomogènes, qui est loin d'être démontrée aujourd'hui ([95, 107]).

6. Structure et évolution stellaire en bref

Dans le cadre de ces leçons, il est impossible de mener une étude approfondie de la structure et de l'évolution des étoiles, dont la connaissance est essentielle dans de nombreux domaines de l'astrophysique, et en particulier dans l'interprétation du DHR (Sect. 2.1), de la composition de surface de certaines étoiles chimiquement particulières (Sect. 2.2.3) ou dans la construction de modèles d'évolution chimique de la Galaxie (Sect. 3). Nous nous contenterons ici de fournir quelques informations de base et de formuler quelques remarques générales. Le lecteur intéressé peut consulter ([11, 16, 108]) pour obtenir de plus amples informations.

6.1. Etoiles à l'équilibre mécanique et énergétique

Sous les hypothèses d'une étoile gazeuse non magnétisée et qui n'est animée d'aucun mouvement de rotation, l'équilibre mécanique se définit comme un état stationnaire caractérisé par l'égalité de la force de gravitation (dirigée vers le centre de l'étoile) et de la force associée à la pression exercée par la radiation et par le gaz (dirigée vers l'extérieur de l'étoile), cet état stationnaire étant réalisé sur des échelles de temps longues par rapport au temps de chute libre. A titre indicatif, ce dernier est de l'ordre de l'heure pour le Soleil. Cette condition d'équilibre mécanique se traduit par une équation qui prend une forme particulièrement simple sous l'hypothèse d'une configuration stellaire à symétrie sphérique.

D'autre part, l'équilibre énergétique s'interprète comme un état stationnaire pour lequel l'énergie produite par les transmutations nucléaires est capable de compenser en tout point d'une étoile l'énergie perdue par radiation, mouvements convectifs, neutrinos, conduction, ainsi que par 'vents stellaires'. L'état stationnaire ainsi défini doit être réalisé sur des durées longues par rapport au 'temps de Helmholtz-Kelvin', correspondant au temps nécessaire pour que la puissance émise par une étoile ('luminosité') s'annule en l'absence de sources d'énergie nucléaire. Pour le Soleil, ce temps est typiquement de l'ordre d'une dizaine de millions d'années, et est donc beaucoup plus long que le temps de chute libre.

Les conditions d'équilibre mécanique et énergétique fournissent deux équations. Elles sont complétées par l'équation de continuité et par une équation exprimant le gradient de température en chaque point de l'étoile en fonction du mode de transport de l'énergie (radiation, convection, conduction,...). Ainsi, la construction d'un modèle d'étoile à l'équilibre mécanique et énergétique se ramène à la résolution d'un système de quatre équations différentielles non linéaires du premier ordre. Si l'existence d'une solution peut être démontrée, il n'en va pas de même de son unicité. Sous certaines conditions restrictives, une proposition peut toutefois être énoncée suggérant que l'unicité est susceptible de caractériser une très large classe de modèles stellaires. Cette proposition est appelée 'théorème de Vogt-Russell' dans la littérature astrophysique. Il ne s'agit pourtant nullement d'un théorème au sens mathématique dans la mesure où il ne peut être démontré de façon rigoureuse (en fait, des cas violant ce 'théorème' ont été identifiés), mais doit plutôt être considéré comme un 'outil de travail' d'une grande utilité dans l'interprétation de nombreuses observations stellaires ([16] pour une discussion détaillée des brèves considérations qui précèdent). Ainsi, le DHR peut être vu comme l'une des manifestations les plus spectaculaires du théorème de Vogt-Russell, les lignes de corrélation observées (voir Figs. 1 et 2) étant interprétées dans ce cadre comme la signature des équilibres mécanique et énergétique pouvant être réalisés par des étoiles de masse et de composition initiale données pour des ensembles bien spécifiques de température effective et de luminosité. En vertu de la définition de l'équilibre énergétique fournie ci-dessus, les lignes de corrélation du DHR peuvent également être vues comme un témoignage de la capacité qu'ont les transmutations nucléaires à couvrir les pertes énergétiques de certaines classes d'étoiles.

6.2. Etoiles hors d'équilibre énergétique: comment répondent-elles ?

L'équilibre énergétique d'une étoile n'est pas assuré si la production d'énergie nucléaire est soit trop petite, soit trop grande par rapport aux pertes d'énergie sur des temps longs par rapport au temps de Helmholtz-Kelvin. Nous discutons de la réponse d'une étoile à ces différentes situations au travers d'une analyse grossière reposant sur les schémas présentés aux Figs. 16 - 18.

Ainsi qu'indiqué à la Fig. 16, toute la discussion se fait sur base d'une équation

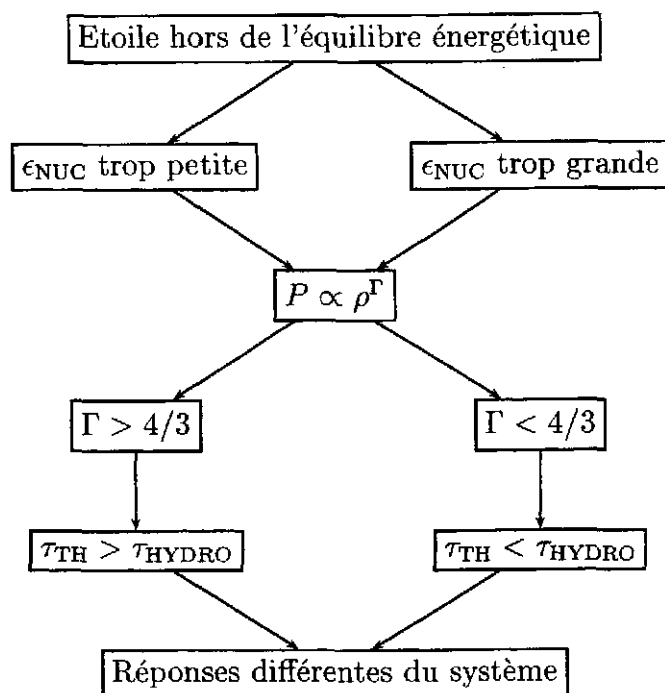


Figure 16. Représentation schématique des situations conduisant à un écart d'une étoile à l'équilibre énergétique. Une équation d'état de type polytropique est adoptée. Les différents symboles sont définis dans le texte

d'état simple de type polytropique $P \propto \rho^\Gamma$, où P est la pression, ρ la densité et Γ un 'exposant polytropique'. Dans ce cas, la réponse d'une étoile à un excès (Fig. 18) ou à un déficit (Fig. 17) de production d'énergie nucléaire (représentée par ϵ_{NUC} , qui est l'énergie nucléaire produite par unité de temps et de masse) est très différente suivant que Γ est supérieur ou inférieur à $4/3$ dans une fraction suffisante de la masse de l'étoile (voir [16] pour une discussion). Le premier cas conduit à l'inégalité $\tau_{\text{TH}} > \tau_{\text{HYDRO}}$. Dans cette relation, $\tau_{\text{TH}} \propto 1/\epsilon_{\text{NUC}}$ peut s'interpréter comme un temps caractéristique d'allumage des réactions nucléaires fournissant une mesure de la vitesse d'augmentation de la température $T(t) \propto \exp(t/\tau_{\text{TH}})$ suite à la production d'énergie nucléaire. D'autre part, τ_{HYDRO} est un temps caractéristique de réponse de l'étoile à un écart à l'équilibre mécanique et peut s'exprimer par $\tau_{\text{HYDRO}} \propto \delta r/C_s$, où δr est une petite perturbation par rapport à la position d'équilibre mécanique, tandis que C_s est la valeur locale de la vitesse du son. Au contraire, $\tau_{\text{TH}} < \tau_{\text{HYDRO}}$ si $\Gamma < 4/3$. Les Figs. 17 et 18 fournissent quelques détails sur la réponse d'une étoile à ces diverses situations.

La Fig. 17 indique sous forme schématique la réponse possible d'une étoile à un écart à l'équilibre énergétique dû à une production d'énergie nucléaire insuffisante pour couvrir les pertes. Si l'équation d'état est de la forme $P \propto \rho^{\Gamma > 4/3}$ (ce qui est équivalent à $\tau_{\text{TH}} > \tau_{\text{HYDRO}}$; voir Fig. 16), l'étoile subit une contraction 'quasi-hydrostatique'. Cette situation se rapporte à une contraction lente par rapport au temps de chute libre, ce qui se traduit par $\tau_{\text{CONTR}} \gg \tau_{\text{CL}}$ où τ_{CONTR} définit l'échelle de temps de la contraction, tandis que τ_{CL} est le temps de chute libre [$\tau_{\text{CL}} \sim 2(R^3/GM)^{1/2}$, où R et M sont respectivement le rayon et la masse de l'étoile considérée, G étant la constante de la gravitation]. Cette contraction relativement lente permet à l'étoile de couvrir ses pertes énergétiques grâce à l'énergie puisée dans le puits gravitationnel (voir Fig. 17). Elle conduit également à une augmentation de température et de densité, du moins si le gaz n'est pas dégénéré. Ces augmentations peuvent

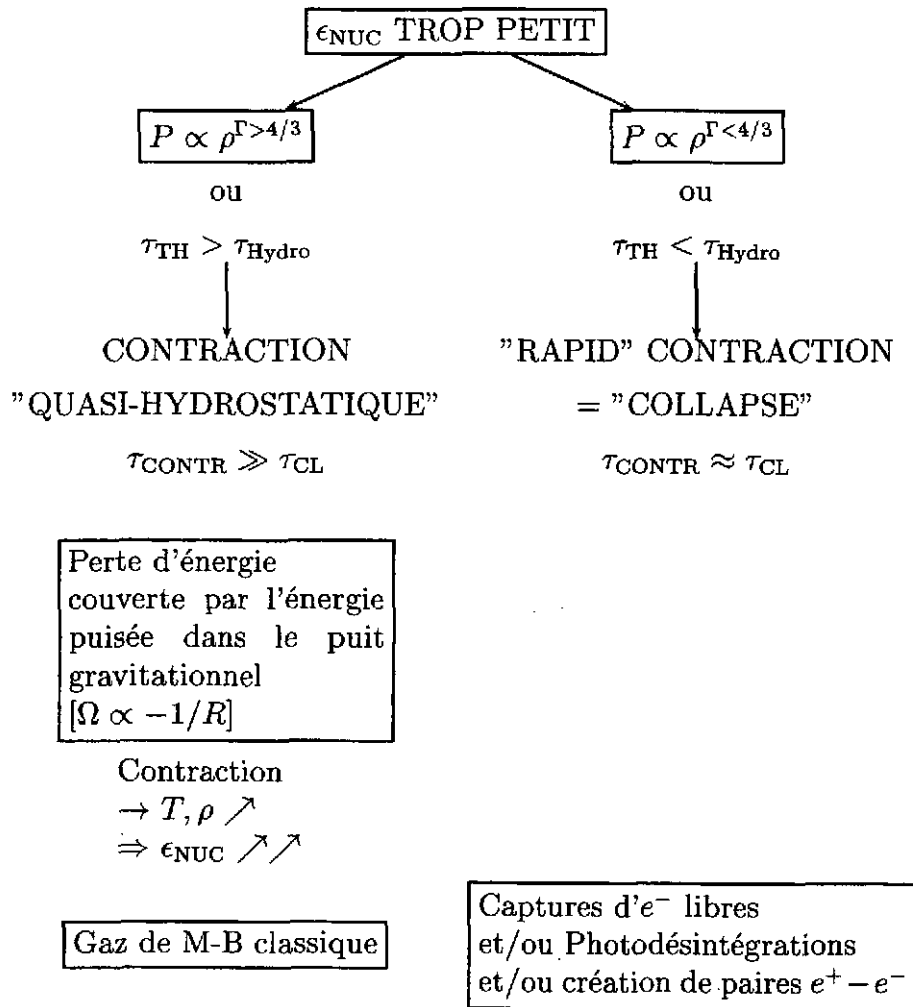


Figure 17. Diagramme schématique de la réponse d'une étoile à un écart à l'équilibre énergétique dû à une production d'énergie nucléaire trop faible pour couvrir les pertes (voir texte)

aider à accroître ϵ_{NUC} , et donc à rétablir l'équilibre énergétique.

La réponse de l'étoile est différente si $P \propto \rho^{\Gamma < 4/3}$ (ou $\tau_{\text{TH}} < \tau_{\text{HYDRO}}$; voir Fig. 16). Dans ce cas, la contraction se fait sur des échelles de temps de l'ordre du temps de chute libre ($\tau_{\text{CONTR}} \sim \tau_{\text{CL}}$) et s'assimile à un 'effondrement'. Cette situation se rencontre notamment dans le cas de très fréquentes captures d'électrons libres ou de photodésintégrations (endothermiques), ainsi qu'en présence de nombreuses créations de paires $e^+ - e^-$ (c-à-d à hautes températures et faibles densités). Ces implosions conduisent en général à une phase 'destructive' dans l'évolution d'une étoile.

La Fig. 18 est le pendant de la Fig. 17 dans le cas où l'équilibre énergétique ne peut plus être assuré en raison d'une production d'énergie trop grande par rapport aux pertes que peut subir l'étoile. Dans ce cas, les deux situations considérées à la Fig. 17 ($\Gamma > 4/3$ ou $\Gamma < 4/3$) doivent à nouveau être prises en compte et conduisent à des scénarios très différents. Dans le cas $\Gamma > 4/3$, la situation est symétrique à celle décrite à la Fig. 17. Une expansion 'quasi-hydrostatique' se produit, caractérisée par un temps d'expansion $\tau_{\text{EXP}} \gg \tau_{\text{EXL}}$, où $\tau_{\text{EXL}} \propto \rho^{-1/2}$ est le 'temps d'expansion libre'. L'injection d'énergie dans le puits gravitationnel afin de produire cette expansion est responsable d'un

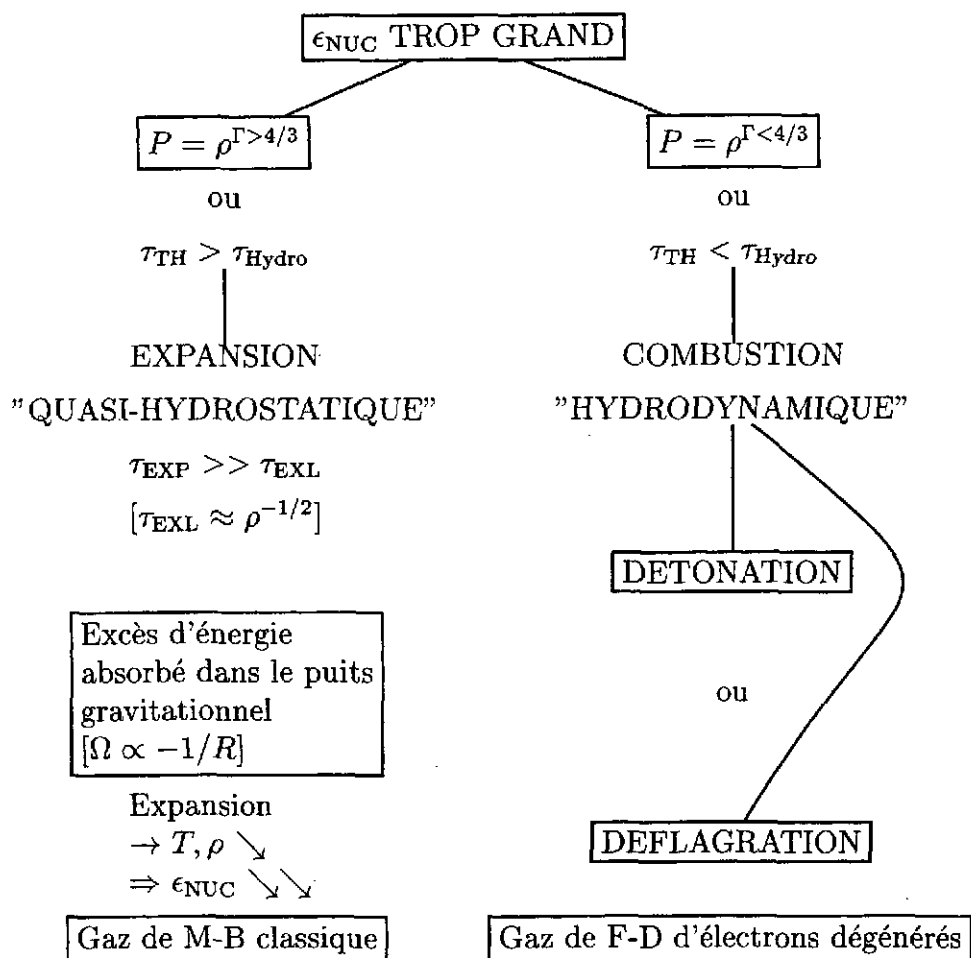


Figure 18. Diagramme schématique de la réponse d'une étoile à un écart à l'équilibre énergétique dû à une production d'énergie nucléaire trop importante par rapport aux pertes que peut subir l'étoile (voir texte)

refroidissement et d'une baisse de la densité, ce qui a tendance à diminuer ϵ_{NUC} et donc à éventuellement restaurer l'équilibre énergétique. Cette situation stable se rencontre dans les gaz non dégénérés.

Au contraire, si $\Gamma < 4/3$, un régime de combustion hydrodynamique de type 'détonation' ou 'déflagration' s'installe, pouvant conduire à une phase destructive dans l'évolution d'une étoile. De telles situations se rencontrent notamment dans le cas de gaz très dégénérés. La physique des combustions hydrodynamiques est d'une très grande complexité, en particulier dans le cas stellaire, et est loin encore d'être comprise. Dans ces leçons, nous nous limiterons à quelques considérations de base pouvant intéresser l'astrophysicien nucléaire.

6.3. Quelques généralités sur les combustions hydrodynamiques

D'une façon générale, toute combustion hydrodynamique peut être vue comme un processus se déroulant en deux étapes. La première (Phase I) est un 'emballement thermique' dans le 'volume de réaction'. La condition $\tau_{\text{TH}} < \tau_{\text{HYDRO}}$ sous laquelle peut se produire une combustion hydrodynamique exprime que le temps caractéristique d'augmentation

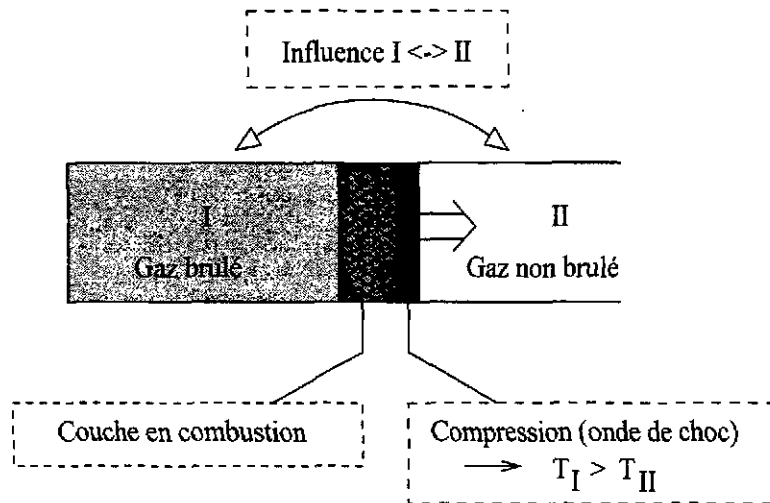


Figure 19. Représentation très schématique d'un régime de détonation, caractérisé par la propagation supersonique d'une onde de choc associée à une couche de combustion

de température suite à la production d'énergie nucléaire est plus court que le temps de propagation des ondes de pressions (ou ondes acoustiques). Il en résulte une surchauffe et une surpression dans le volume de réaction. La seconde étape du processus (Phase II) se rapporte à la propagation de 'l'onde de combustion'. La surpression résultant de la Phase I atteint les limites du volume de réaction initial et finit par se déplacer au-delà de ces limites. La surchauffe et la combustion nucléaire peuvent dès lors se produire dans un volume de réaction plus étendu que le volume initial, cette situation se développant en un phénomène explosif de type détonation ou déflagration. Il est important de noter que cette combustion explosive ne peut être provoquée par la Phase II seulement, mais résulte de la succession des deux étapes brièvement définies ci-dessus.

6.3.1. Les détonations en très bref Un régime de détonation peut se développer si la Phase I conduit à une surpression suffisamment importante pour engendrer une onde de choc à l'interface de la couche de combustion et du gaz non brûlé plus froid (Fig. 19). L'onde de choc entretient le brûlage nucléaire et donc la couche de combustion. L'ensemble constitué par la couche de combustion et par l'onde de choc est appelé 'l'onde de détonation'. Celle-ci se propage supersoniquement par rapport au gaz non brûlé. Dans les modèles les plus simples, l'onde de détonation est supposée avoir une épaisseur inférieure à quelques libres parcours moyens des particules constitutives du gaz. En réalité, la situation est clairement beaucoup plus compliquée.

6.3.2. Les déflagrations en très bref Le régime de déflagration se distingue essentiellement de celui d'une détonation par l'absence du développement d'une onde de choc en raison d'une surpression trop faible lors de la Phase I. Dans ces conditions, l'onde de combustion doit se propager 'pas à pas' par diffusion de matière (le gaz brûlé et chaud se mélangeant au gaz non brûlé) et par diffusion thermique (un flux de chaleur se créant entre le gaz brûlé et celui non brûlé). L'onde de déflagration peut ainsi être interprétée comme un front de flamme, l'image qualitative en étant un 'feu de forêt' se propageant de proche en proche. Cette propagation est subsonique par rapport au gaz non brûlé, contrairement à la situation rencontrée dans une détonation. Il en résulte notamment que les ondes de pression (acoustiques) peuvent se

propager plus vite que le front de flamme, de sorte qu'un choc peut prendre naissance dans le gaz non brûlé, ce choc pouvant être trop faible ou assez fort pour donner naissance à une détonation. On parle dans ce dernier cas d'une détonation retardée.

La modélisation d'un régime de déflagration dans des conditions astrophysiques est d'une extrême complexité. Parmi les problèmes non résolus, il convient de citer la vitesse de propagation, la géométrie (sans doute très compliquée) du front de flamme, ainsi que les conditions physiques auxquelles s'opère la transition de la déflagration à la détonation dans un régime de détonation retardée. Ces caractéristiques sont intimement liées et influencent largement les transmutations nucléaires susceptibles d'accompagner une déflagration. Tout progrès dans la description des déflagrations est donc d'un intérêt tout particulier pour l'astrophysique nucléaire.

6.4. Comment une étoile évolue-t-elle ?

En bref, et comme décrit très schématiquement à la Fig. 20, l'évolution 'normale' (non-explosive) des régions centrales d'une étoile est faite d'une succession de phases d'équilibre mécanique et énergétique et de phases de quasi-équilibre hydrostatique (voir Fig. 17). L'équilibre énergétique est assuré par des combustions nucléaires entre particules chargées qui sont responsables d'une modification de la composition du coeur de l'étoile sur des échelles de temps longues par rapport au temps de Helmholtz-Kelvin t_{HK} (Sect. 6.1). Dans ces conditions, l'évolution d'une étoile lors d'une phase de combustion nucléaire n'est qu'un déplacement d'un état d'équilibre mécanique et énergétique à un autre, la variable gouvernant ce déplacement étant la composition chimique. Il faut noter que ces variations de composition sont dues non seulement aux réactions assurant l'équilibre énergétique, mais également, dans une moindre mesure toutefois, à des captures de neutrons qui, si elles jouent un rôle nucléosynthétique important, ne contribuent pas de façon significative au bilan énergétique de l'étoile. Les phases de quasi-équilibre hydrostatique sont responsables d'une augmentation de température du coeur stellaire dues aux contractions gravitationnelles associées. Dans l'étoile considérée à la Fig. 20 ($M \approx 25 M_{\odot}$), les températures peuvent ainsi augmenter de quelques 10^6 K à environ 4×10^9 K. Cette augmentation de température permet la réalisation de l'équilibre énergétique par des combustions nucléaires impliquant des noyaux de plus en plus chargés (l'augmentation de température est en effet associée à des énergies d'intérêt astrophysique croissantes, et donc à la possibilité de pénétration de barrières coulombiennes de plus en plus élevées; voir P. Descouvemont, ce volume). Cette augmentation de la température des phases de combustion est accompagnée d'une diminution drastique de la durée de ces phases. Cette situation résulte de la combinaison de (i) une diminution du taux de production d'énergie en passant de la combustion de H à des phases plus avancées de l'évolution et (ii) une production accrue des neutrinos, et par conséquent des pertes d'énergie, lorsque les températures excèdent 5×10^8 K environ ([11] Chap. 10). La Fig. 20 montre également de façon extrêmement schématique qu'une phase de combustion, une fois terminée au coeur de l'étoile, se prolonge dans une couche stellaire périphérique plus ou moins mince. Ainsi, les régions stellaires profondes développent une structure en 'pelures d'oignon' de compositions différentes et allant en se complexifiant au fil du temps.

Il est important de noter que toutes les étoiles ne passent pas nécessairement par toutes les phases nucléaires apparaissant à la Fig. 20 ([11] Chap. 6.6 pour plus de détails). Alors que les étoiles massives ($M \gtrsim 10 M_{\odot}$) connaissent toutes les combustions indiquées, l'histoire nucléaire des étoiles de masse faible ($0.45 \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$) s'arrête dès la fin de la combustion centrale de He. Les étoiles de masse plus faible encore ne brûlent pas leur He ou même leur

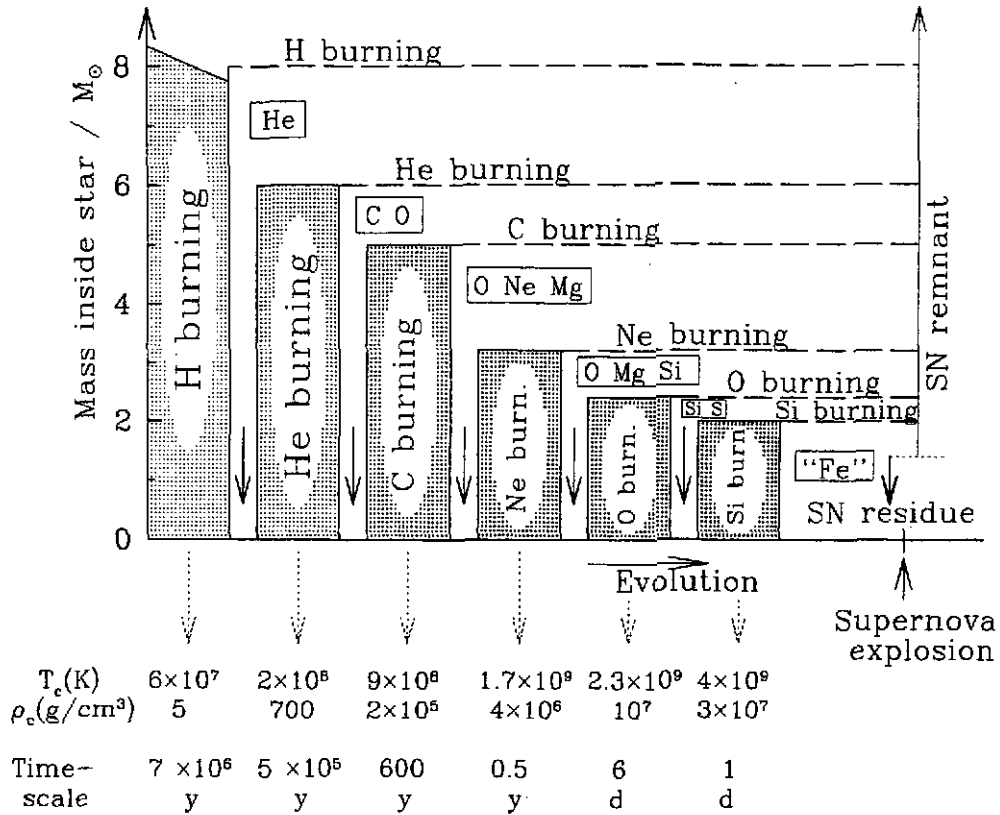


Figure 20. Représentation très schématique de l'évolution de la structure interne d'une étoile sphérique de masse $M \approx 25 M_{\odot}$. En ordonnée est portée la fraction de masse contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon donné, rapportée à la masse du Soleil (le centre de l'étoile est donc à l'origine des ordonnées). Les zones hachurées représentent des phases de combustion nucléaire capable d'assurer l'équilibre énergétique. Une phase de combustion donnée débute dans le coeur de l'étoile (les températures centrales T_c et densités centrales ρ_c sont indiquées sous la figure) avant de se déplacer dans une zone périphérique mince. Les phases de combustion nucléaire sont entrecoupées de stades de contraction gravitationnelle (flèches descendantes) quasi-hydrostatiques, du moins jusqu'à la combustion du Si. Les symboles chimiques représentent les éléments les plus abondants présents à la fin d'une combustion nucléaire donnée ('Fe' symbolise les noyaux du pic du fer dont le nombre de masse A est compris entre 50 et 60 environ). Si l'étoile massive considérée explose en supernova (de Type II), ses régions les plus internes peuvent laisser un 'résidu', tandis que le reste de la matière est éjecté dans le MIS (il sera appelé dans la suite 'éjecta' de la supernova).

H (si $M \lesssim 0.08 M_{\odot}$) et ne seront pas discutées ici. Les étoiles dans le domaine $8 \lesssim M \lesssim 10 M_{\odot}$, qui constituent des cas intermédiaires très complexes, ne seront pas considérées non plus. Il convient également de souligner que la véritable structure stellaire est certainement bien plus compliquée que celle schématisée à la Fig. 20 (voir à titre illustratif les Figs. 10.5 et 10.6 de [11]), même si toute déviation à la symétrie sphérique globale est négligée. Cette symétrie sphérique peut elle-même être violée dans certaines régions d'une étoile, en particulier durant certaines phases évolutives avancées. Dans ces conditions, la structure et l'évolution stellaires atteignent un haut niveau de complexité, mise en évidence par des simulations multi-dimensionnelles récentes ([109, 110]). La rotation introduit évidemment des difficultés supplémentaires ([111]). Enfin, des vents stellaires continus peuvent également affecter l'évolution de diverses façons ([81, 112]).

6.4.1. *Etoiles de masse $M \gtrsim 10 M_{\odot}$* L'évolution de ces étoiles et la nucléosynthèse concomitante ont fait l'objet de multiples travaux, du moins sous l'hypothèse de la symétrie sphérique ([11, 79, 113]). Après avoir subi toutes les phases de combustion nucléaire apparaissant à la Fig. 20, ces étoiles possèdent un coeur de fer dépourvu de sources d'énergie nucléaire, toute transformation des noyaux de Fe très liés étant endothermique. En fait, ce coeur hors d'équilibre énergétique voit son exposant polytropique Γ devenir inférieur à $4/3$ sous l'effet de captures d'électrons libres et de la photodésintégration du fer. Il en résulte une instabilité dynamique du coeur stellaire et son implosion (voir Fig. 17). Une chaîne extrêmement complexe de phénomènes physiques, dont l'étude sort largement du cadre de ces leçons, peut transformer cette implosion en une spectaculaire explosion appelée supernova de Type II (SNII)‡ (voir [11], Chaps. 12 et 13 en particulier, pour une discussion détaillée du mécanisme d'implosion-explosion). Dans cette séquence d'événements physiques, la production et la diffusion de neutrinos dans le coeur de l'étoile jouent un rôle essentiel. En particulier, ces processus neutriniques aident à la formation et à la propagation d'une onde de choc au travers des diverses couches de l'étoile schématisées à la Fig. 20. L'onde de choc comprime ces couches et les chauffe avant de provoquer leur éjection dans le MIS, et donc leur refroidissement. Ce processus d'échauffement et de refroidissement associé au passage de l'onde de choc permet à certaines transformations de se produire pendant un temps relativement bref, modifiant ainsi plus ou moins profondément la composition pré-explosive des différentes couches stellaires. L'étude de la composition résultante du matériau éjecté constituant l'éjecta de la supernova est l'un des principaux chapitres de la théorie de la 'nucléosynthèse explosive'.

Dans ce scénario de SNII, toute la matière stellaire n'est pas retournée au MIS. Les régions les plus profondes sont en effet piégées dans un 'résidu' qui peut être une étoile à neutrons (observable sous la forme d'un pulsar si elle est magnétisée et en rotation rapide) ou même un trou noir ([116, 117] pour des détails sur la physique de ces résidus).

Les SNII brièvement décrites ci-dessus ne sont pas le seul mécanisme par lequel les étoiles massives peuvent restituer de la matière au MIS. Des étoiles chaudes (en surface) possèdent en effet des vents stellaires continus (non explosifs) qui peuvent éjecter du matériau n'ayant subi aucune nucléosynthèse explosive. Il en est tout particulièrement ainsi des étoiles Wolf-Rayet qui enrichissent le MIS en produits de la combustion 'froide' de H et de He (voir Sect. 8; [118]). Ces étoiles peuvent d'ailleurs terminer leur évolution sous forme d'une supernova de type SNIIb/Ic et ainsi apporter leur contribution à la contamination du MIS en produits de combustion explosive [119].

En conclusion, les étoiles massives, aussi bien au travers de leurs phases évolutives non explosives qu'explosives, constituent des agents essentiels dans l'évolution de la composition des galaxies. Il est également admis par certains que quelques grains isotopiquement anormaux identifiés dans diverses météorites se sont formés autour de supernovae. Si un consensus général semble aujourd'hui atteint sur les aspects généraux des SNII, bien des questions de physique nucléaire ou d'astrophysique restent largement non résolues, même dans le cas de modèles à une dimension. Que dire alors de la modélisation multi-dimensionnelle indispensable au traitement raisonnablement réaliste de certains aspects essentiels d'une explosion supernova! ([120]). Un tel traitement apparaît d'autant plus

‡ Les SNII sont définies comme les supernovae présentant des raies de H dans leur spectre. Il est vraisemblable que la plupart des étoiles massives, sinon toutes, possèdent encore une enveloppe d'hydrogène au moment de leur explosion, et sont donc des SNII. Au contraire, les supernovae sont dites de Type I (SNI) si aucune raie de H n'est visible dans leur spectre. Des caractéristiques spectrales particulières conduisent à l'identification de diverses sous-classes de SNI, parmi lesquelles les objets de type SNIa, Ib et Ic (voir [114, 115] pour plus de détails au sujet de la classification des supernovae)

nécessaire que les observations mettent de plus en plus clairement en évidence l'existence de nombreux éjecta de supernovae relativement jeunes présentant des écarts plus ou moins significatifs à la symétrie sphérique ([121]).

6.4.2. Étoiles de masse $0.45 \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$ Comme noté précédemment, l'histoire nucléaire de ces étoiles se limite aux combustions de H et de He qui débutent dans les régions centrales avant de se développer dans des couches périphériques. Cette activité nucléaire est responsable des multiples particularités de composition observées à la surface d'une grande variété d'étoiles RGB ou AGB où les produits de combustion sont amenés par divers mécanismes de transport ('dredge-up') ([122]; voir aussi S. Goriely, ce volume). Le niveau de cette contamination de l'atmosphère stellaire est également dépendant des vents très intenses que subissent les étoiles considérées au cours de la phase AGB. Ces pertes de masse continues sont responsables de la formation de nébuleuses planétaires, dont les résidus centraux évoluent vers des naines blanches essentiellement composées de C et O, ainsi que de l'enrichissement des galaxies en produits des combustions de H et de He. Il faut également souligner que certains grains isotopiquement anormaux observés dans diverses météorites proviennent sans doute d'enveloppes circumstellaires formées par les vents des étoiles AGB.

La modélisation des étoiles dans le domaine de masses considéré souffre encore de nombreuses incertitudes. Celles-ci concernent en particulier l'efficacité des épisodes de dredge-up et donc le niveau de contamination des surfaces stellaires par les produits des combustions de H et de He. L'intensité des vents stellaires en fonction du temps reste également mal connue et contribue aux incertitudes sur les composition de surface et sur le rôle exact joué par ces étoiles dans l'évolution chimique des galaxies. Enfin, la quantité de neutrons que peut produire une étoile AGB dans sa couche périphérique de combustion de He, et donc les caractéristiques du processus s dans ces étoiles, reste l'un des problèmes non résolus majeurs qui touche de très près l'astrophysique nucléaire (voir S. Goriely, ce volume).

6.4.3. Quelques brèves considérations au sujet des étoiles binaires Approximativement 2/3 de toutes les étoiles de notre Galaxie appartiennent à des systèmes multiples (essentiellement binaires) gravitationnellement liés. Différents types d'événements astronomiques observés sont aujourd'hui interprétés en termes de phénomènes spécifiques susceptibles de se produire dans de tels systèmes. Les effets d'un compagnon sur l'évolution d'une étoile dans un système binaire sont complexes et souvent loin d'être bien compris. Ceci concerne à la fois des problèmes purement structurels aussi bien que des questions de physique nucléaire particulières (voir [123] pour quelques revues). Nous nous limitons ici à quelques brefs commentaires ayant un rapport direct avec l'astrophysique nucléaire.

L'une des caractéristiques les plus importantes de l'évolution de systèmes binaires est l'existence d'épisodes d'échange de matière entre les étoiles de ces systèmes offrant une grande variété de scénarios astrophysiques et nucléaires spécifiques. Ainsi, diverses instabilités liées à la production d'énergie nucléaire dans la matière transférée peuvent prendre naissance à la surface de l'étoile subissant l'accrétion. En particulier, l'hydrogène peut brûler de façon explosive à la surface d'une naine blanche ou d'une étoile à neutrons et conduire respectivement au phénomène 'nova' ou 'sursaut x'. En plus de ces phénomènes de surface, une naine blanche sur laquelle s'accumule de la matière en provenance d'un compagnon peut également subir en son intérieur des combustions explosives de He ou C de type détonation ou déflagration (Sect. 10.1), différentes combustions et différents régimes de combustion pouvant dans certains cas se développer de façon séquentielle dans le même objet. Il peut en résulter l'explosion de la naine blanche en supernova de Type Ia ([124]). Ces explosions constituent

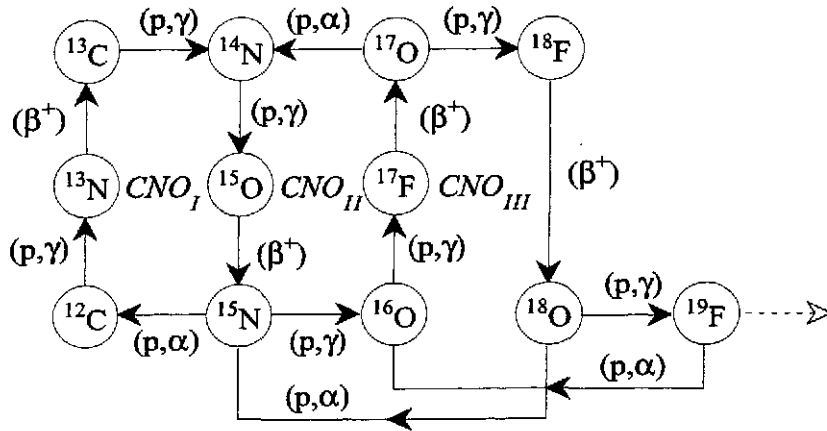
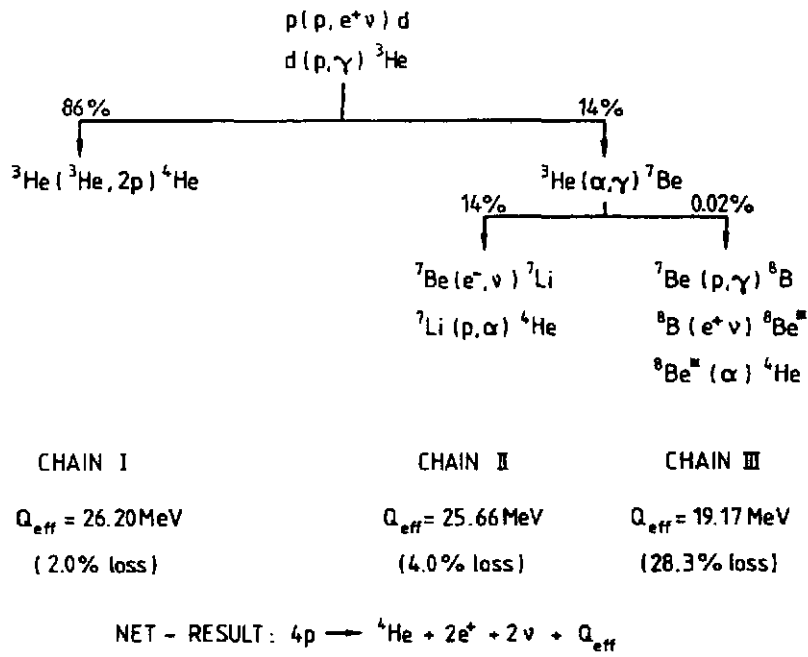


Figure 21. (a) Les chaînes proton-proton froides. Elles se développent à des températures $T \gtrsim 10^6$ K et ont pour effet principal de transformer H en ${}^4\text{He}$. Les valeurs de Q_{eff} prennent en compte la perte d'énergie par les neutrinos produits. Les rapports de branchement indiqués se rapportent aux conditions régnant au centre du Soleil; (b) Les cycles CNO froids. Ils se développent à $T \gtrsim 10^7$ K. Ils transforment également H en ${}^4\text{He}$, ainsi que la presque totalité des noyaux de C, N et O en ${}^{14}\text{N}$

des agents importants de l'évolution chimique des galaxies. Sous certaines circonstances, la naine blanche pourrait au contraire implorer et former une étoile à neutrons.

7. Quelques généralités sur la nucléosynthèse stellaire non explosive

Nous décrivons dans ce chapitre quelques chaînes de réactions qui jouent un rôle important dans l'établissement de l'équilibre énergétique et/ou dans la nucléosynthèse lors des phases non explosives de l'évolution stellaire schématisées à la Fig. 20.

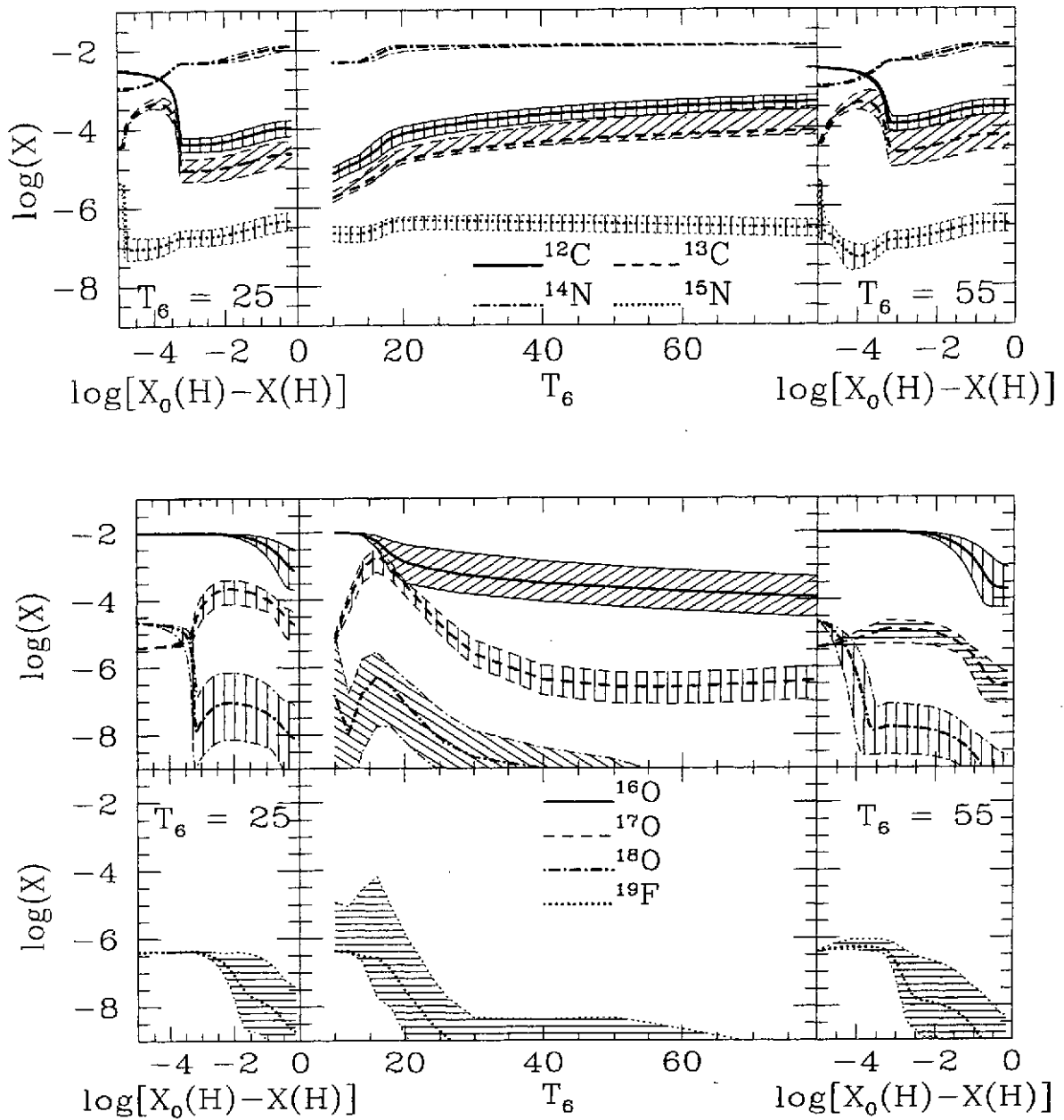


Figure 23. Gauche et droite: variations temporelles des fractions massiques des isotopes stables de C, N, O et F en fonction de la quantité de H brûlé dans le cadre d'un modèle paramétrique simple supposant une densité constante ($\rho = 100 \text{ g cm}^{-3}$) et des températures constantes ($T_6 = 25$ et 55 , où T_6 est la température exprimée en 10^6 K). Les abondances initiales sont supposées solaires [30]. $X(\text{H})$ est la fraction massique de H, l'indice 0 correspondant à sa valeur initiale. Milieu: fractions massiques des mêmes noyaux à la fin de la combustion de H [$X(\text{H}) = 10^{-5}$] en fonction de T_6 . Les zones hachurées délimitent les incertitudes résultant des taux de réactions [78]. Outre la production de ^4He à partir de H, les cycles CNO transforment la plus grande partie de C, N et O en ^{14}N (figure tirée de [94])

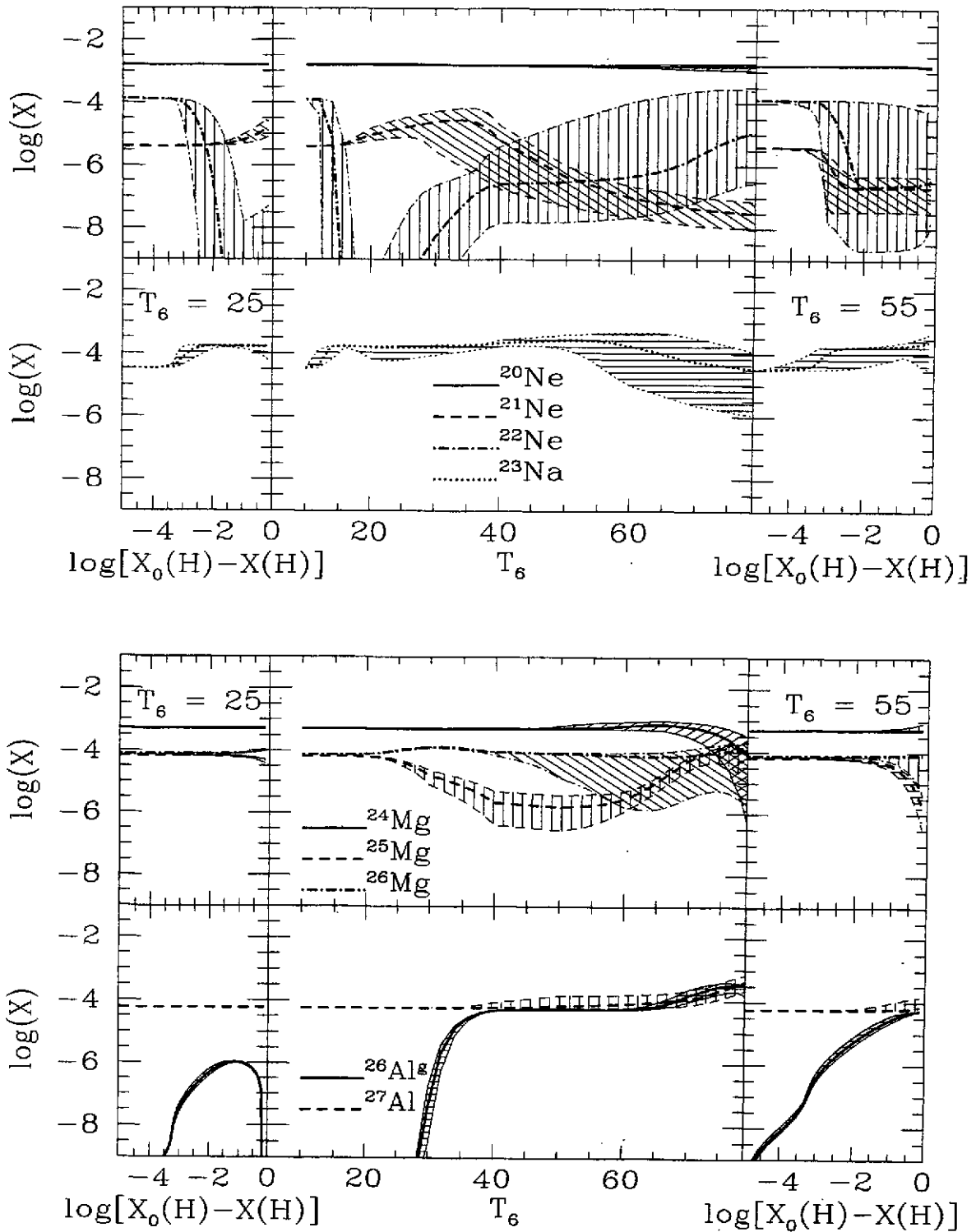


Figure 24. Identique à la Fig. 23, mais pour les noyaux impliqués dans les chaînes NeNa et MgAl. Le caractère cyclique de la chaîne NeNa n'est assuré que si $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ est plus rapide que $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$. Les vitesses adoptées fournies par NACRE [78] confirment une telle possibilité, du moins pour $T \lesssim 5 \times 10^7$ K. Cependant, les incertitudes subsistant dans la vitesse de transformation de ^{23}Na en ^{24}Mg ne permettent pas de formuler une conclusion définitive à ce sujet. A noter tout particulièrement la production de ^{26}Al par la chaîne MgAl

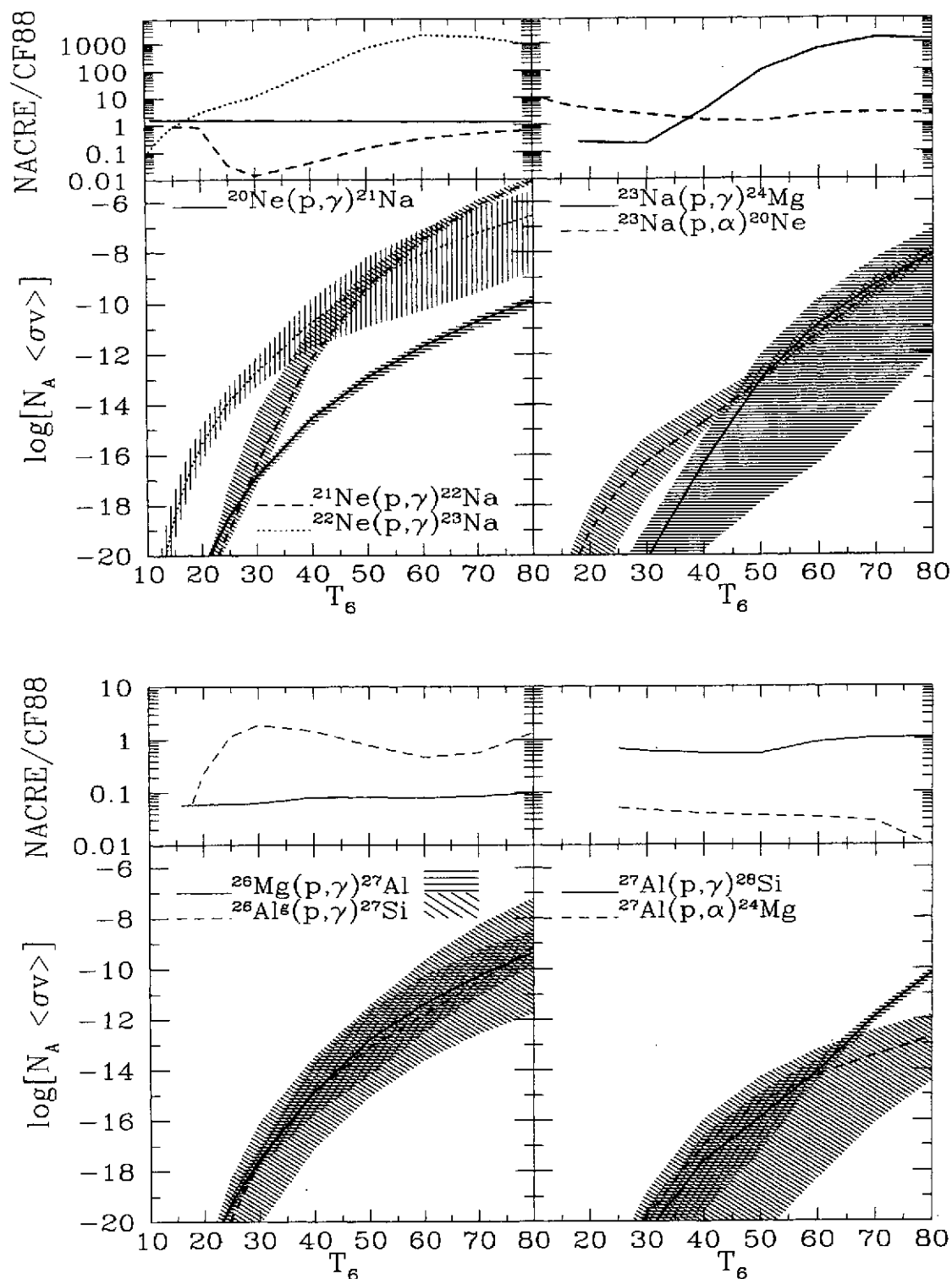


Figure 25. Dépendance en la température de quelques vitesses stellaires de captures de protons [exprimées en $\text{cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$] impliquées dans les chaînes NeNa (haut) et MgAl (bas). Les incertitudes sur les vitesses 'adoptées' fournies par la compilation NACRE [78] sont représentées par les zones hachurées. Les rapports entre les vitesses 'adoptées' par NACRE et par une compilation précédente (CF88; [93]) largement utilisée dans les calculs astrophysiques sont également fournis

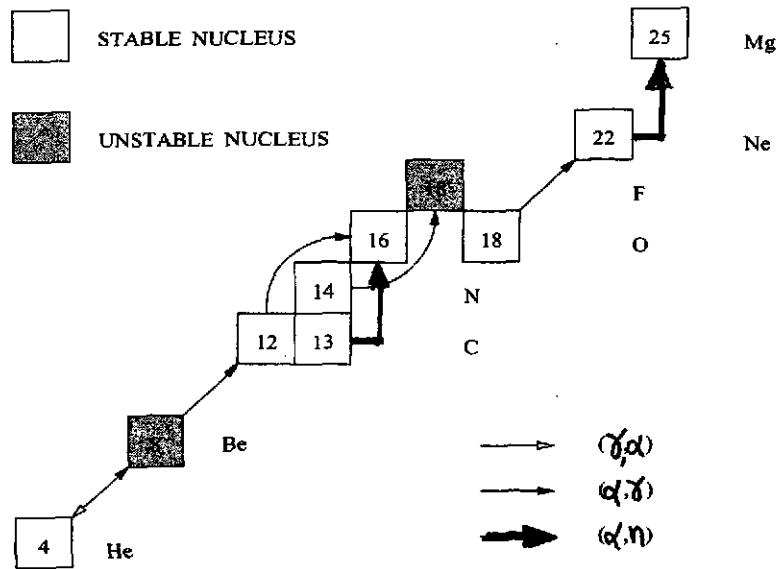


Figure 26. Réactions principales impliquées dans la combustion non explosive de He

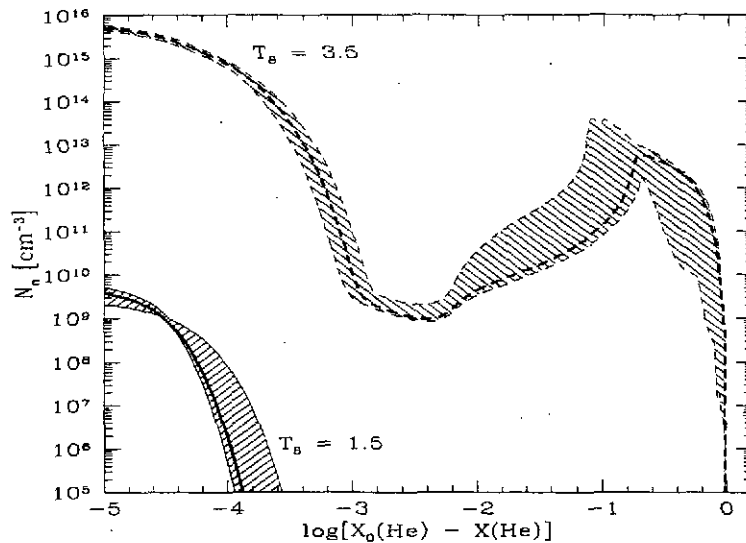
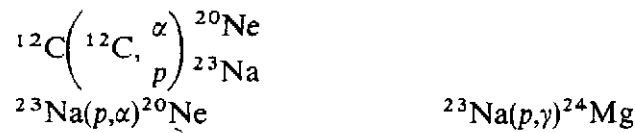


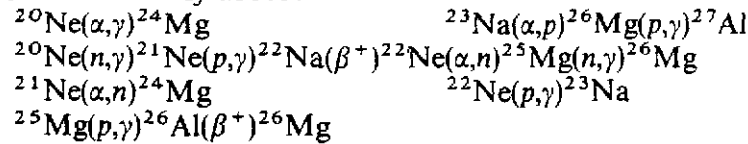
Figure 27. Densité de neutrons N_n en fonction de la quantité de He brûlé [$X_0(\text{He})$ étant la fraction massique initiale de He] à $\rho = 10^4 \text{ g cm}^{-3}$ et $T_8 = 1.5$ ou $T_8 = 3.5$ (T_8 est la température exprimée en 10^8 K). Les traits pleins et pointillés sont obtenus sur base des valeurs 'adoptées' de la compilation NACRE [78], tandis que les zones grisées fournissent les domaines de variation de N_n associés aux incertitudes nucléaires. La fraction massique initiale de ^{13}C est prise égale à 10^{-4} , valeur obtenue à la fin des cycles CNO opérant à $T_8 = 60$ et $\rho = 100 \text{ g cm}^{-3}$.

Elle est en effet responsable de la production de ^{12}C et d'une partie au moins du ^{16}O , ces deux nucléides jouant un rôle clé non seulement dans l'évolution ultérieure de l'étoile, mais également dans l'évolution chimique et biologique de la Galaxie. D'autre part, la combustion de He fournit la première source possible de neutrons au travers des réactions $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ou $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. L'importance relative de ces deux réactions dans le développement du processus s de captures de neutrons (voir S. Goriely, ce volume) dépend fortement des conditions astrophysiques, et en particulier de la masse des étoiles et de leur phase évolutive.

Basic:



Down to 10^{-2} of above:



Low-temperature, high-density:

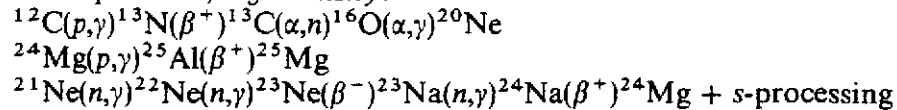


Figure 28. Réactions importantes dans la combustion non explosive du C [80]. Les cendres principales de cette combustion sont les noyaux $20 \lesssim A \lesssim 27$. Des neutrons peuvent être libérés et conduire à un processus s limité

En raison de son importance, la fusion de He a fait l'objet d'un très grand nombre de travaux tant sur le plan astrophysique que sur celui de la physique nucléaire expérimentale et théorique. La réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ a fait l'objet d'une attention toute particulière ([10, 78]) en raison de son impact sur l'évolution de l'étoile après la phase de combustion centrale de He et sur la nucléosynthèse concomitante ([79]). De grandes incertitudes affectent également bien d'autres réactions impliquées dans la combustion de He [78]. L'impact de ces incertitudes sur la nucléosynthèse associée a été évalué par [94] sur base d'un modèle astrophysique simple. Cette étude concerne en particulier les réactions de type (α,n) produisant des neutrons (notamment à partir de ${}^{13}\text{C}$ ou ${}^{22}\text{Ne}$), et donc l'efficacité du processus s au travers de la densité de neutrons produits (voir Fig. 27). Plus spécifiquement, [125] analyse le rôle des grandes incertitudes subsistant dans la vitesse de ${}^{22}\text{Ne}(\alpha,n){}^{25}\text{Mg}$ sur le processus s dans des étoiles massives et sur le processus p subséquent (voir aussi S. Goriely, ce volume).

7.3. Les combustions de C, Ne, O, Si et l'équilibre nucléaire statistique

La Fig. 28 fournit les réactions les plus importantes accompagnant la combustion du C, qui peut assurer l'équilibre énergétique de l'étoile lorsque les températures centrales atteignent approximativement 6×10^8 K. L'importance de cette phase nucléaire dans le bilan énergétique et la nucléosynthèse dépend essentiellement de la quantité de ${}^{12}\text{C}$ produite à la fin de la combustion de He, et est donc fonction du taux de la réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$. Les neutrons pouvant être produits pendant cette combustion sont susceptibles de conduire au développement d'un processus s limité.

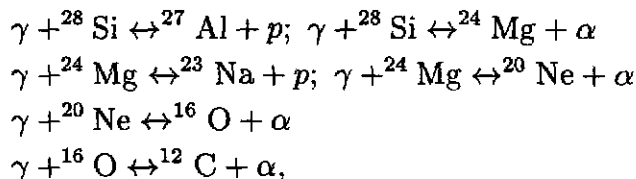
Cette phase de combustion soulève l'intéressante question de la fusion des ions lourds légers sous la barrière coulombienne, et en particulier de l'origine des structures très prononcées observées dans la section efficace de la réaction ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ à ces basses énergies. Les études expérimentales et théoriques ne fournissent pas d'explication entièrement

satisfaisante à ces structures [10, 84, 85].

La combustion non-explosive de Ne est en réalité une phase nucléaire dominée pour la première fois dans l'évolution d'une étoile par une réaction de photodésintégration, en l'occurrence $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ (voir Fig. 29). Outre ^{16}O , les isotopes de Mg, Al et P sont les nucléides les plus abondamment synthétisés lors de cette phase. Quelques neutrons peuvent également être produits et être responsables d'un processus s restreint.

La combustion non explosive de Ne précède celle de O qui peut assurer l'équilibre énergétique de l'étoile lorsque les températures centrales atteignent 2×10^9 K environ. §. La Fig. 29 fournit les réactions les plus importantes de la combustion de O, qui produit essentiellement des nucléides dans le domaine $28 \lesssim A \lesssim 46$. Il est intéressant de noter le rôle croissant des captures d'électrons libres, qui s'accroît lors des phases évolutives ultérieures. Il faut également souligner que la fusion $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ne présente pas les problèmes nucléaires posés par $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Il n'en reste pas moins que beaucoup doit encore être fait en vue de comprendre la physique des ions lourds à des énergies sub-coulombiennes.

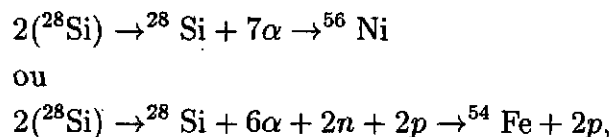
Enfin, la combustion du Si, qui met en jeu un ensemble très complexe de réactions opérant à des températures supérieures à 4×10^8 K environ ([10]), doit plutôt être comprise comme une 'fonte' du Si. Cette transformation est faite d'un flot nucléaire partant de ^{28}Si et évoluant vers des nucléides de plus en plus légers. Ce flot est associé aux réactions



les photodésintégrations étant partiellement contrebalancées par les réactions inverses, comme symbolisé par les flèches doubles. Les particules α ou nucléons ainsi libérés peuvent être capturés par le ^{28}Si restant, ce qui conduit au développement d'un flot nucléaire évoluant vers des nucléides de plus en plus lourds, ainsi que symbolisé par



Ce flot ascendant peut être symbolisé par



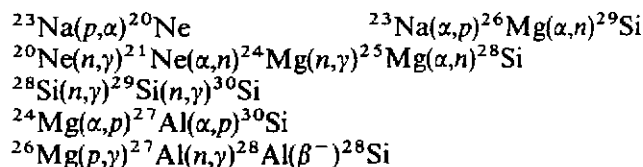
la transformation dominante dépendant des températures et densités auxquelles se déroule la combustion de Si.

L'ensemble des photodésintégrations et captures de particules dont question plus haut finit par conduire à la formation d'une situation d'équilibre nucléaire statistique entre des ensembles limités de noyaux généralement appelés des 'groupes en équilibre quasi-statistique' (EQS), connectés entre eux par des réactions trop lentes pour permettre la réalisation d'un équilibre plus large ([86]). Une telle situation est illustrée à la Fig. 30. Dans chaque groupe en EQS, les abondances relatives des différents membres sont indépendantes du temps et

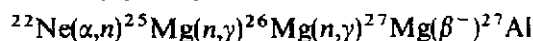
§ Les combustions de Ne et O peuvent être pratiquement concomitantes pour certaines masses stellaires

NEON BURNING

Basic reactions:

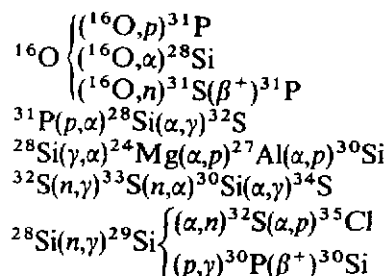
Flows $> 10^{-2}$ times the above:

At low temperature and high density

 $({}^{22}\text{Ne}$ left from prior n -rich C burning):

OXYGEN BURNING

Basic reactions:



Electron captures:

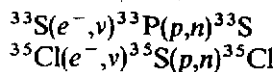
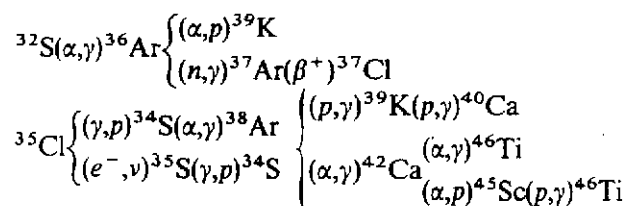
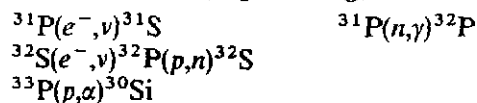
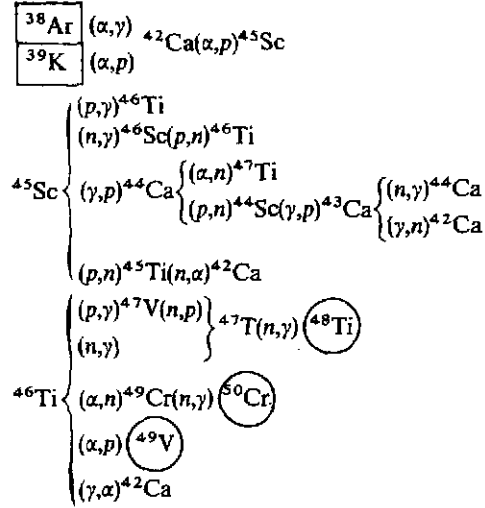
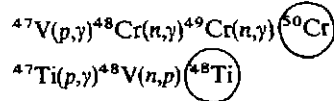
Massive stars ($M_\alpha = 16 M_\odot$):Lower mass stars ($M_\alpha = 4 M_\odot$):

Figure 29. Réactions importantes dans la combustion non explosive de Ne (haut) et de O (bas) [80]. Le vocable *Massive stars* se rapporte à des étoiles dont la masse excède 20 à 25 M_\odot environ

Basic reactions:



Additional reactions in high-temperature burning:



Important reactions in low-temperature burning:

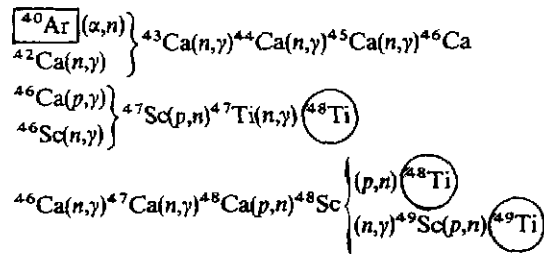


Figure 30. Réactions importantes reliant deux groupes en EQS lors de la combustion du Si [80]. Les nucléides entourés d'un rectangle ou d'un cercle font partie du premier ($28 \leq A \leq 45$) ou du second ($45 \leq A \leq 56$) groupe en EQS

sont calculées à partir des équations de la mécanique statistique d'équilibre, qui ne font intervenir que la température, les énergies de liaison et les fonctions de partition nucléaire. Au contraire, les abondances relatives entre les différents groupes en EQS varient dans le temps, et leur évaluation repose sur la résolution d'un réseau de réactions, l'un de ces réseaux étant illustré à la Fig. 30.

Le nombre et l'extension des groupes en EQS varient évidemment dans le temps, de même que les réseaux de réactions les connectant. Vers la fin de la combustion du Si (fraction massique inférieure à environ 0.005), les deux EQS représentés à la Fig. 30 fusionnent, réalisant un équilibre statistique nucléaire complet entre tous les nucléides du Si au Fe. A ce stade, l'application de la mécanique statistique aux conditions astrophysiques atteintes conduit à la conclusion que l'étoile possède un coeur fait des nucléides du groupe du fer.

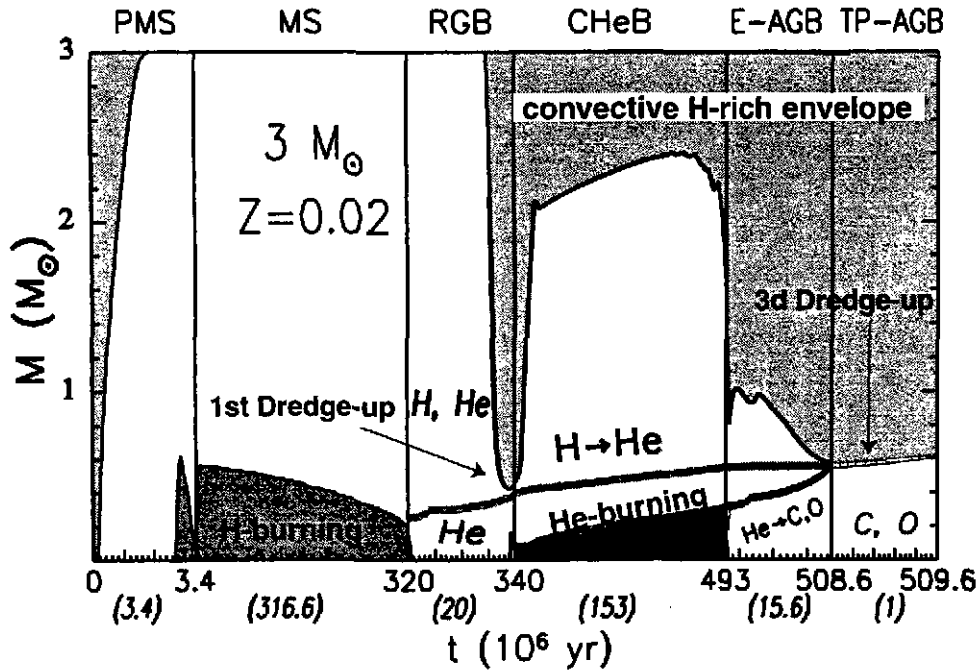


Figure 31. Evolution de la structure interne d'une étoile de $3 M_{\odot}$ et de métallicité solaire ($Z = 0.02$) depuis la phase précédant la séquence principale (PMS) jusqu'à la phase AGB durant laquelle se développent des pulses thermiques récurrents (non représentés) entre les couches minces de combustion de He et de H. Entre ces deux stades, l'étoile passe par la phase Séquence Principale (MS; combustion centrale de H) et la phase Géante Rouge (RG; combustion centrale de He/combustion périphérique de H). Les zones en gris s'étendant jusqu'à la surface correspondent à des régions où opère le transport convectif de matière. Le 'premier dredge-up' contamine la surface en produits de la combustion centrale de H. Le second dredge-up, s'il opère ($M \gtrsim M_{\odot}$) se développe à la fin de la combustion centrale de He et transporte en surface les produits de la combustion périphérique de H. Enfin, le troisième dredge-up se produit entre les pulses thermiques de la phase AGB et enrichit la surface en produits des combustions périphériques de H et de He (voir aussi S. Goriely, ce volume)

8. La nucléosynthèse non explosive et l'observation astronomique

La surface d'une grande variété d'étoiles peut être polluée à l'une ou l'autre phase de leur évolution par les produits de diverses combustions nucléaires se produisant dans des couches profondes. Cette contamination de surface fournit un moyen privilégié de confrontation entre l'observation astronomique et la modélisation des étoiles et de leur nucléosynthèse. La théorie prédit tout particulièrement la présence des produits de la combustion de l'hydrogène et de l'hélium à la surface de certains types d'étoiles. A titre d'exemple, il convient de citer les étoiles de masse faible ou intermédiaire ($M \lesssim 8 M_{\odot}$) lors des épisodes de 'dredge-up' (transport convectif de matière s'étendant depuis les zones de production de nucléides jusqu'en surface) pouvant se développer lors des phases Géante Rouge ou Géante Rouge Asymptotique (voir Fig. 31). Un autre exemple remarquable est fourni par les étoiles de type Wolf-Rayet (WR), étoiles très massives|| caractérisées par d'importantes pertes de masse pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de $10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$ ([118]).

|| $M \gtrsim 30 M_{\odot}$; il faut noter que cette valeur limite dépend de la composition initiale de l'étoile et peut atteindre $80 M_{\odot}$ environ pour des étoiles très pauvres en éléments plus lourds que H et He

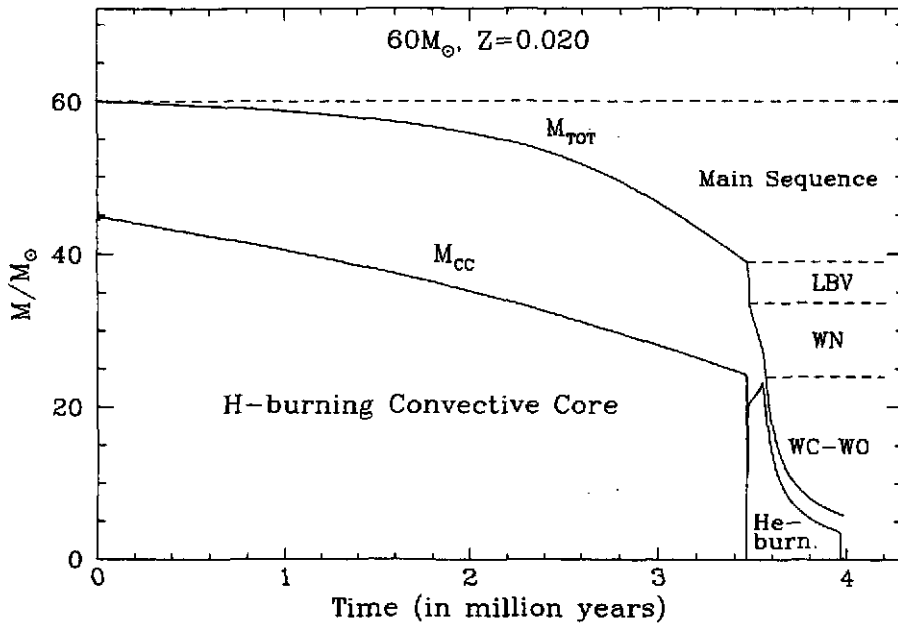


Figure 32. Evolution de la masse totale M_{TOT} et de la masse du coeur convectif où se produit la fusion de l'hydrogène d'une étoile de masse initiale de $60 M_{\odot}$ et de métallicité solaire ($Z = 0.02$). Les différentes phases par lesquelles passe la surface de l'étoile sont mentionnées dans la partie droite de la figure. LBV se rapporte aux 'Variables Bleues Lumineuses' (Luminous Blue Variable), alors que WN et WC-WO indiquent des étoiles WR dont la surface est enrichie en N (provenant des cycles CNO) et en C-O (produits de la combustion de He)

9. Quelques Généralités sur la nucléosynthèse explosive

9.1. Un bref rappel des différents modes d'explosion stellaire

Comme brièvement discuté à la Sect. 6.4.3, une explosion stellaire de type SNIa peut résulter d'une déflagration, détonation ou détonation 'retardée' (régime de déflagration se transformant en détonation) se développant au sein d'une naine blanche qui accrete de la matière d'une étoile compagne dans un système binaire. Par contre, les étoiles de masse $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ peuvent terminer leur évolution par un phénomène d'implosion induit par captures électroniques et par la photodésintégration d'une fraction substantielle de leur coeur de fer, cette implosion se transformant en supernova probablement sous l'effet de neutrinos qui diffusent des régions les plus centrales (étoile à neutrons). Ces neutrinos aident à la formation d'une onde de choc qui se propage vers la surface de l'étoile et est responsable de l'éjection explosive d'une quantité plus ou moins substantielle de matière. Cette explosion est de type SNIi si la matière éjectée contient de l'hydrogène, ou de type SNIb/Ic si l'enveloppe riche en hydrogène est perdue par vents stellaires avant l'explosion. Outre ces explosions affectant toute la structure de l'étoile, certaines combustions hydrodynamiques ne concernent que la matière qui s'est accumulée à la surface d'une étoile à neutrons ou naine blanche et qui provient de l'autre étoile constituant un système binaire. Sous certaines conditions (en particulier la vitesse d'accrétion de matière), ces explosions peuvent donner naissance à des sursauts x à la surface d'étoiles à neutrons ou à des novae à la surface de naines blanches.

Ainsi que déjà souligné précédemment (Sect. 6.3), les problèmes hydrodynamiques posés par la modélisation de ces explosions sont d'une extrême complexité et sont loin d'être résolus aujourd'hui. Une partie des difficultés rencontrées vient de l'indispensable couplage entre mouvement du fluide stellaire et les réactions nucléaires importantes pour la

production d'énergie et/ou la nucléosynthèse. Une approche souvent utilisée est de mener les calculs hydrodynamiques en utilisant un réseau restreint de réactions nucléaires essentielles à l'évaluation de l'énergétique. Les conditions physiques prédites par les modèles ainsi obtenus servent alors *a posteriori* de base à des calculs nucléosynthétiques faisant appel à des réseaux très étendus de réactions nucléaires. Ce découplage, s'il peut en général se justifier dans des approches hydrodynamiques à une dimension, s'avère être peu fiable dans le cadre de modèles multidimensionnels, la plus grande prudence s'imposant dans ce cas dans l'interprétation des prédictions d'abondances.

Rappelons enfin (Sect. 4.8) que les énergies d'intérêt astrophysique auxquelles se déroulent les réactions nucléaires sont typiquement plus élevées dans des situations explosives que non explosives, les sections efficaces de réaction étant conséquemment plus grandes. La situation est pourtant loin de s'en voir simplifiée pour autant, les flots nucléaires associés aux explosions impliquant une très grande variété de noyaux exotiques, nombre d'entre eux n'ayant jamais été observés en laboratoire.

9.2. Les modes 'chauds' de combustion de l'hydrogène

L'hydrogène peut brûler de manière explosive dans différents sites astrophysiques, comme les novae ou les sursauts x. Les modes de combustion 'chauds' correspondants impliquent une grande variété de noyaux instables. Ces modes ont des signatures nucléosynthétiques spécifiques et soulèvent de nombreuses difficultés en astrophysique et en physique nucléaire, tant sur le plan expérimental que théorique.

9.2.1. Les chaînes p-p chaudes Ce mode est susceptible de se développer dans les explosions de type nova ([87]). Parmi l'ensemble des réactions importantes, la photodésintégration ${}^8\text{B}(\gamma, p){}^7\text{Be}$ joue un rôle essentiel. Cette réaction entrave la transformation de ${}^7\text{Be}$ en ${}^4\text{He}$ (qui caractérise la chaîne p-p froide) et pourrait ainsi être responsable d'une production de ${}^7\text{Li}$ (par désintégration de ${}^7\text{Be}$) dans les novae.

Les taux de différentes réactions du mode p-p chaud ont été étudiés théoriquement ou à l'aide de techniques expérimentales indirectes. En particulier, le taux de transformation de ${}^{11}\text{C}$ [résultant de ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$] par la réaction ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ a été mesuré dans une expérience de 'break-up coulombien'. Le résultat diffère sensiblement des prédictions d'un modèle microscopique.

9.2.2. Les chaînes CNO et NeNa-MgAl chaudes Ces modes de combustion de H se développent à des températures suffisamment élevées pour que les noyaux instables produits se transforment *plus rapidement* par captures de protons, dont les vitesses augmentent fortement avec la température, que par désintégrations β , dont les vitesses sont essentiellement indépendantes de la température pour les noyaux légers impliqués en raison du manque de niveaux excités à assez basse énergie pour être suffisamment peuplés (Sect. 4.4.3). Cette situation est radicalement opposée à celle rencontrée dans les modes froids (Sect. 7.1). Plus spécifiquement, le cycle CNO froid se transforme en mode chaud lorsque ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ devient plus rapide que la désintégration β de ${}^{13}\text{N}$, c-à-d lorsque $T \gtrsim 10^8$ K. Les modes NeNa et MgAl froids évoluent vers des modes chauds à des températures similaires, qui pourraient être rencontrées dans les novae.

De nombreux efforts théoriques et expérimentaux ont été consacrés à la détermination du taux de certaines réactions susceptibles de jouer un rôle important des chaînes CNO et NeNa-MgAl chaudes. En général, ces taux ne sont mesurés que par des techniques

indirectes, mais quelques exceptions remarquables méritent d'être mentionnées. La première concerne $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$, dont la vitesse est aujourd'hui connue avec une précision suffisante pour les besoins astrophysiques [88]. Des expériences directes ont également été menées sur $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}^g(p,\gamma)^{27}\text{Si}$, canaux de destruction des radionucléides ^{22}Na et $^{26}\text{Al}^g$ importants en astrophysique. Ces efforts expérimentaux ont permis de réduire fortement les incertitudes nucléaires affectant la production explosive de ^{22}Na et ^{26}Al dans les novae, comme on peut le constater en comparant la situation actuelle [89, 90] à celle prévalant dans les années 80. Il faut cependant noter que d'importantes incertitudes affectent encore le taux de $^{26}\text{Al}^g(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ aux basses températures caractéristiques des phases de l'évolution stellaire non explosive. Ces incertitudes n'ont cependant pas d'impact significatif sur les prédictions de l'abondance de ^{26}Al si la désintégration β de ^{26}Al est le canal de destruction principal (voir [92] pour une illustration de cette situation dans le cas d'étoiles massives de type Wolf-Rayet). D'autre part, si l'état isomérique $^{26}\text{Al}^m$ possède une population thermique suffisante, sa contribution doit être prise en compte dans l'évaluation du taux effectif de destruction de ^{26}Al par capture de protons. Cette évaluation repose pour le moment essentiellement sur des calculs de type statistique [78]. Sa détermination expérimentale directe exigerait la production d'un faisceau de $^{26}\text{Al}^m$, ce qui représente un défi technologique intéressant.

9.2.3. Les processus rp et αp Les modes CNO et NeNa-Mg-Al peuvent se transformer en processus appelés rp ou αp lorsque $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ ou $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$ deviennent plus rapides que les désintégrations β correspondantes. La réaction $^{18}\text{Ne}(\alpha,p)^{21}\text{Na}$ pourrait également jouer ce rôle si sa vitesse devenait plus grande que celle de la désintégration β de ^{18}Ne .

Malgré les incertitudes encore importantes affectant les sections efficaces de ces réactions, il semble raisonnable d'admettre qu'elles peuvent se dérouler dans certaines supernovae de Type I ou dans les sursauts x. Dans ces conditions, le flot nucléaire, fait essentiellement de captures de protons et de désintégrations β , pourrait s'étendre de la région C-N-O jusqu'au pic du fer, ou même au-delà. Cette chaîne de transformations est appelée le processus rp ([126]). Elle pourrait se transformer en un processus αp à des températures suffisantes pour que des réactions (α,p) soient capables de court-circuiter des couples de réactions captures de protons + désintégrations β .

Une grande variété de noyaux instables déficitaires en neutrons, même proches de la ligne de drip protonique, pourraient être impliqués dans les processus rp et αp (certains parmi les plus légers d'entre eux intervenant déjà dans les modes CNO et NeNa-Mg-Al chauds). Une mesure directe d'une fraction importante des réactions potentiellement importantes est difficilement envisageable. A l'heure actuelle, et outre les expériences concernant $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$, seules $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ et $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ ont fait l'objet d'expériences dont les résultats peuvent être utilisables dans la modélisation astrophysique. Quelques résultats préliminaires existent aussi pour $^{18}\text{Ne}(\alpha,p)^{21}\text{Na}$. En fait, la plupart des informations relatives aux réactions rp et αp sont obtenues par des techniques expérimentales indirectes ou par la théorie.

Il est évident que beaucoup reste à faire pour placer les processus rp et αp sur une base nucléaire fiable. L'identification des réactions dont l'importance justifierait un effort expérimental de grande envergure est loin d'être une tâche simple. Ainsi, il n'existe à ce jour aucune tentative sérieuse d'évaluation de l'impact d'incertitudes nucléaires sur les propriétés observables d'objets aussi complexes que les sursauts x. Au contraire, une telle analyse se fonde sur la résolution de réseaux de réactions utilisant des conditions physiques simplifiées à l'extrême ([126]). Cette procédure peut conduire à une évaluation erronée de la véritable importance pour les processus rp et αp de certains nucléides ou de certaines réactions.

9.3. La combustion explosive de He jusqu'à Si

La combustion explosive des éléments He, C, Ne, O et Si peut se produire dans différentes situations, comme l'explosion d'étoiles massives isolées, l'accrétion ou même la coalescence de naines blanches dans les systèmes binaires, ainsi que l'accrétion de matière à la surface d'étoiles à neutrons. Comme dans le cas de la combustion explosive de H, ces modes de combustion chaude impliquent une variété de réactions sur des cibles instables qui ne jouent aucun rôle significatif dans les modes froids correspondants.

Ces différents modes de combustion explosive ont été étudiés dans le cadre de modèles paramétriques ou plus détaillés ([11, 115, 127]).

10. La nucléosynthèse associée à l'explosion d'étoiles massives

Ainsi que déjà mentionné à la Sect. 6.4.1, l'explosion d'une étoile massive en supernova (SNII ou SNIb/Ic) est associée à la propagation d'une onde de choc au travers des diverses couches de l'étoile schématisée à la Fig. 20. L'onde de choc comprime ces couches et les chauffe avant de provoquer leur éjection dans le milieu interstellaire, et donc leur refroidissement. Ce processus d'échauffement et de refroidissement s'accompagne de la combustion explosive de He jusqu'au Si. En raison de la brièveté de cet épisode nucléosynthétique, les abondances pré-explosives des nucléides les plus abondants sont en général relativement peu affectées, contrairement aux nucléides plus rares. La composition de l'éjecta de SNII de différentes masses et de composition initiale (métallicité) comparable à celle du système solaire est représentée à la Fig. 33 sous l'hypothèse d'un mélange parfait des couches expulsées. Il apparaît que la signature de la combustion de C (produisant essentiellement des noyaux dans le domaine de masse approximatif $20 \lesssim A \lesssim 40$) augmente avec la masse stellaire, la situation inverse se manifestant pour la combustion de Si responsable des noyaux du pic du fer ($45 \lesssim A \lesssim 65$).

Il faut noter que les prédictions présentées à la Fig. 33 souffrent de très nombreuses incertitudes. Certaines sont d'origine nucléaire. En particulier, les incertitudes subsistant dans la vitesse de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ont un impact direct sur les abondances relatives des produits de la combustion de C et de O. De nombreuses incertitudes d'origine astrophysique affectent également les prédictions. Ainsi, l'abondance des noyaux du pic du fer dans l'éjecta dépend de façon sensible de la position précise de l'interface entre matière éjectée et résidu de la supernova (étoile à neutrons ou trou noir). La localisation de cette interface ne peut aujourd'hui être prédite de façon fiable à partir de principes premiers et est en réalité un paramètre libre choisi afin de reproduire au mieux certaines observations. Parmi celles-ci, il convient de citer la courbe de lumière (variation de l'éclat en fonction du temps) de la supernova SN1987A du Grand Nuage de Magellan, qui semble ne pouvoir s'interpréter sur des échelles de temps de l'ordre de quelques centaines de jours après l'explosion que si environ $0.07 M_{\odot}$ de ^{56}Ni se désintègre suivant $^{56}\text{Ni} (t_{1/2} \approx 6 \text{ jours}) \rightarrow ^{56}\text{Co} (t_{1/2} \approx 77 \text{ jours}) \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ en déposant dans l'éjecta l'énergie correspondant à cette transformation. A plus long terme, l'énergie libérée par la désintégration de ^{57}Co , puis de ^{44}Ti , peut également contribuer à la courbe de lumière. La présence de ^{56}Co et de ^{57}Co dans l'éjecta de SN1987A est également attestée de façon directe par l'observation de raies γ nucléaires associées à la désintégration de ces radionucléides. La réalité de la nucléosynthèse explosive, seule capable de produire ^{44}Ti , ^{56}Ni , ^{56}Co et ^{57}Co , ne peut donc plus être mise en doute !

Au contraire, les modèles à symétrie sphérique de supernovae adoptés pour mener les calculs de nucléosynthèse explosive semblent présenter de plus en plus de déficiences tant sur le plan observationnel que théorique. Les observations d'éjecta contredisant la

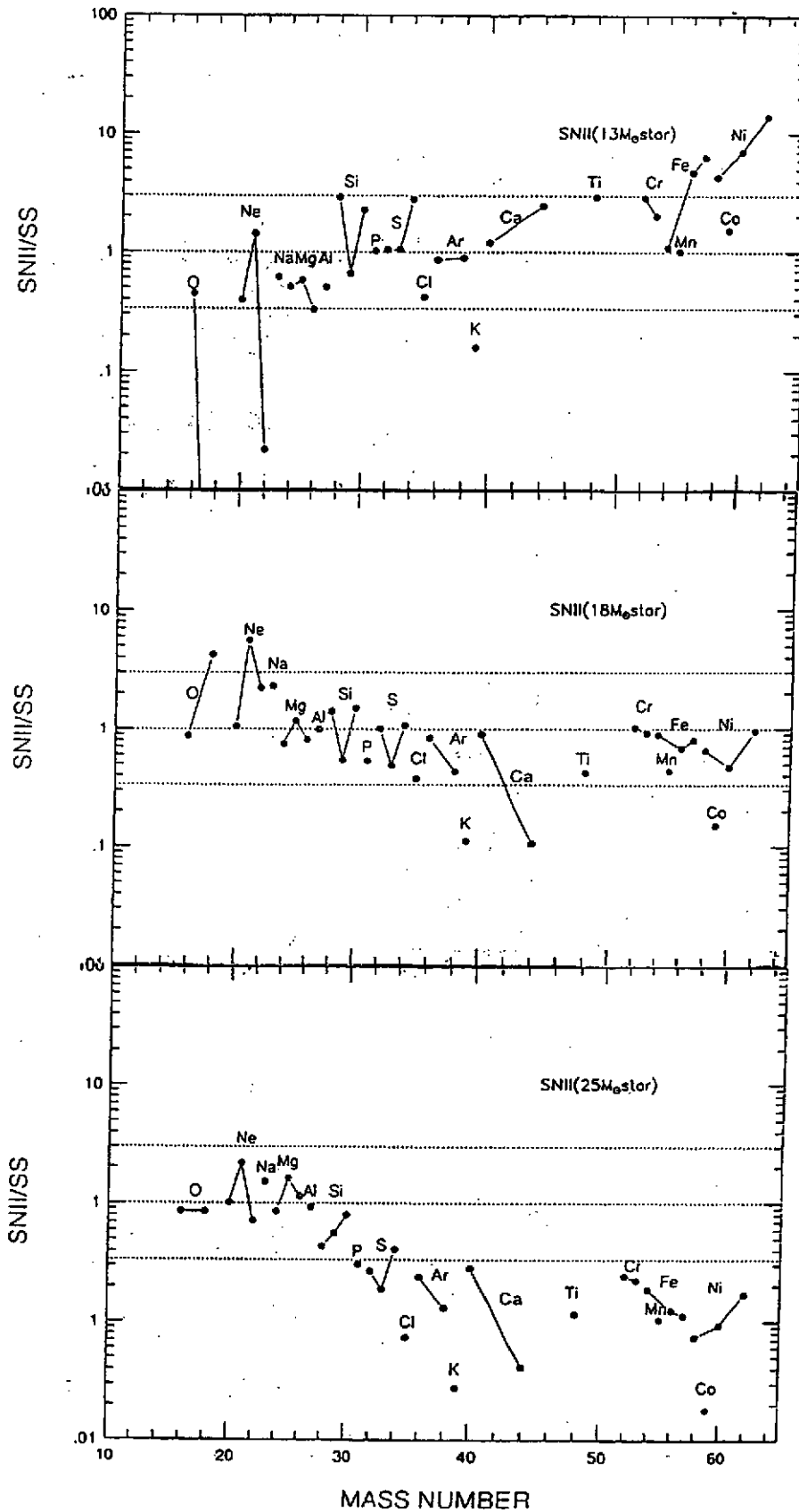


Figure 33. Composition de l'éjecta de SNII de diverses masses comparée à celle du système solaire (SS). La matière éjectée est supposée chimiquement homogène

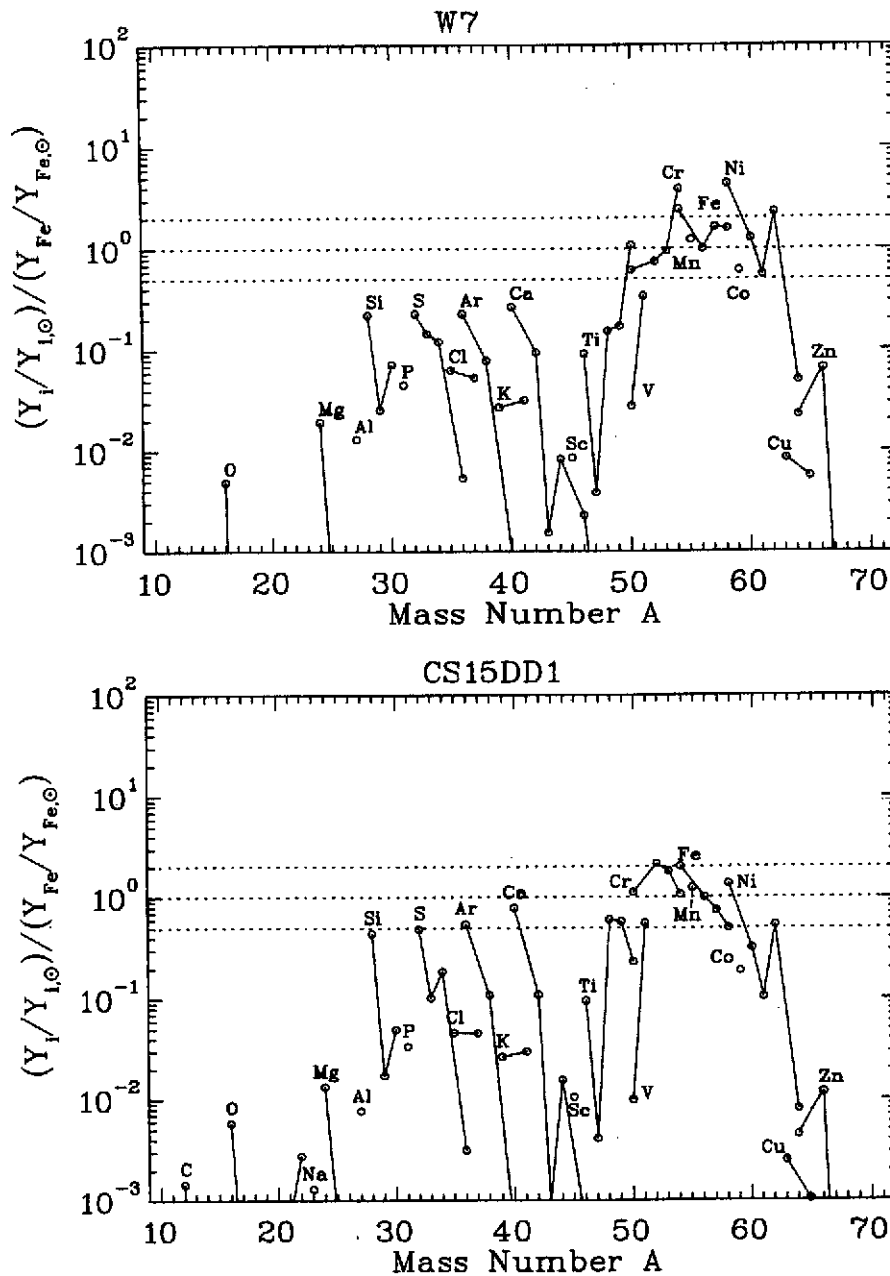


Figure 34. Composition de l'éjecta de SNIa résultant d'une déflagration 'rapide' (vitesse de flamme pouvant atteindre plus de 10% de la vitesse du son; figure supérieure) et d'une déflagration retardée (figure inférieure) d'une étoile naine blanche de masse égale à la limite de Chandrasekhar. Les abondances molaires Y_i rapportées aux valeurs solaires sont normalisées au rapport d'abondances de Fe. Tous les modèles sont à symétrie sphérique (figures tirées de [128])

symétrie sphérique et démontrant l'existence d'importantes inhomogénéités de composition s'accumulent, tandis que l'observation de raies γ nucléaires dans SN1987A beaucoup plus tôt après l'explosion que prévu par les modèles démontre le développement dans la matière éjectée de grandes variations structurales à diverses échelles dues à des instabilités de nature hydrodynamique. Ces caractéristiques ne peuvent évidemment être prédites par des modèles à symétrie sphérique.

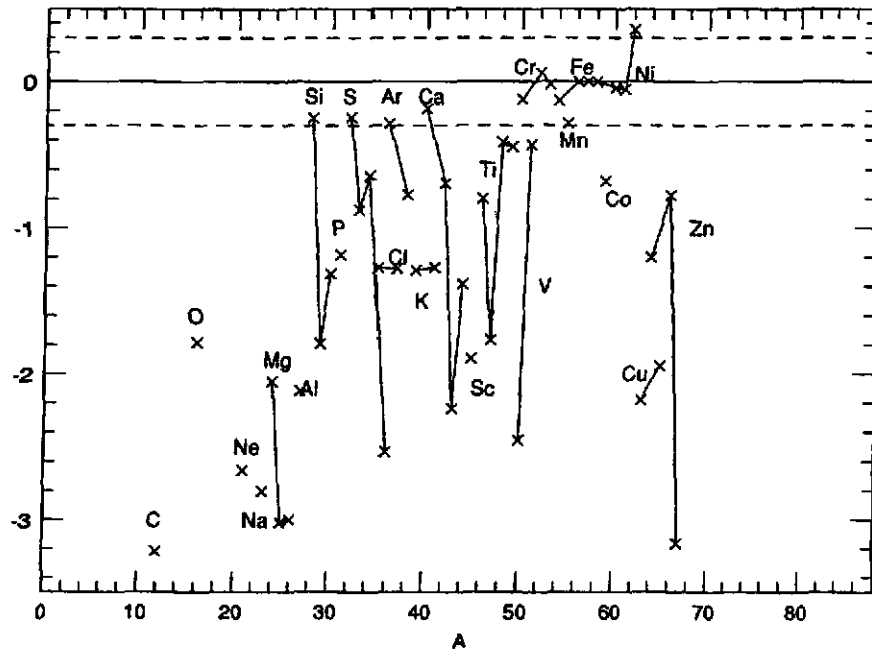


Figure 35. Identique à la Fig. 34, mais pour l'explosion d'une étoile naine blanche de masse $M = 1.05 M_{\odot}$ (inférieure à la limite de Chandrasekhar) résultant d'une détonation non centrale du carbone [129]

10.1. La nucléosynthèse explosive accompagnant les détonations et déflagrations

Ainsi que souligné précédemment (Sect. 6.3), les combustions hydrodynamiques, et tout particulièrement les régimes de déflagration ou de détonation retardée, soulèvent d'énormes problèmes de modélisation. Toute prédiction de la nucléosynthèse concomitante doit donc être considérée avec beaucoup de réserve. La Fig. 34 présente quelques résultats obtenus dans le cadre d'un modèle de déflagration et de déflagration retardée dans des naines blanches dont la masse est égale à celle de Chandrasekhar. ¶ Ces prédictions sont très sensibles au choix des valeurs d'un certain nombre de paramètres libres, et en particulier des vitesses de propagation de la flamme et de la densité à laquelle s'opère la transition de la déflagration à la détonation dans le modèle de déflagration retardée. Une caractéristique générale des modèles de ce type est l'importante production de noyaux du pic du fer, ainsi que de quelques nucléides de masse inférieure, dont la présence dans l'éjecta est requise par les observations spectroscopiques des SNIa. L'absence de production en quantité significative de noyaux plus légers que le pic du fer dans les régimes de détonation pure de naines blanches de masse proche de celle de Chandrasekhar a conduit à l'abandon de tels modèles. La situation pourrait être différente pour des naines blanches de masse inférieure à celle de Chandrasekhar, qui pourraient notamment être le siège d'une détonation non centrale de l'hélium ou du carbone. Un exemple de composition de l'éjecta résultant d'une telle détonation est représenté à la Fig. 35. Il est généralement considéré que les modèles d'explosion d'une telle naine blanche sont difficilement compatibles avec les caractéristiques observées de SNIa typiques.

Des modèles hydrodynamiques multidimensionnels commencent à voir le jour et pourront certainement aider à résoudre certains au moins des problèmes conceptuels majeurs posés par les simulations à une dimension des combustions de type détonation ou déflagration. Beaucoup reste cependant à faire en ce domaine particulièrement complexe.

¶ La masse de Chandrasekhar est la limite supérieure de la masse d'une étoile naine blanche susceptible d'être à l'équilibre mécanique grâce à la pression exercée par un gaz d'électrons dégénérés. Cette limite est approximativement de $1.4 M_{\odot}$

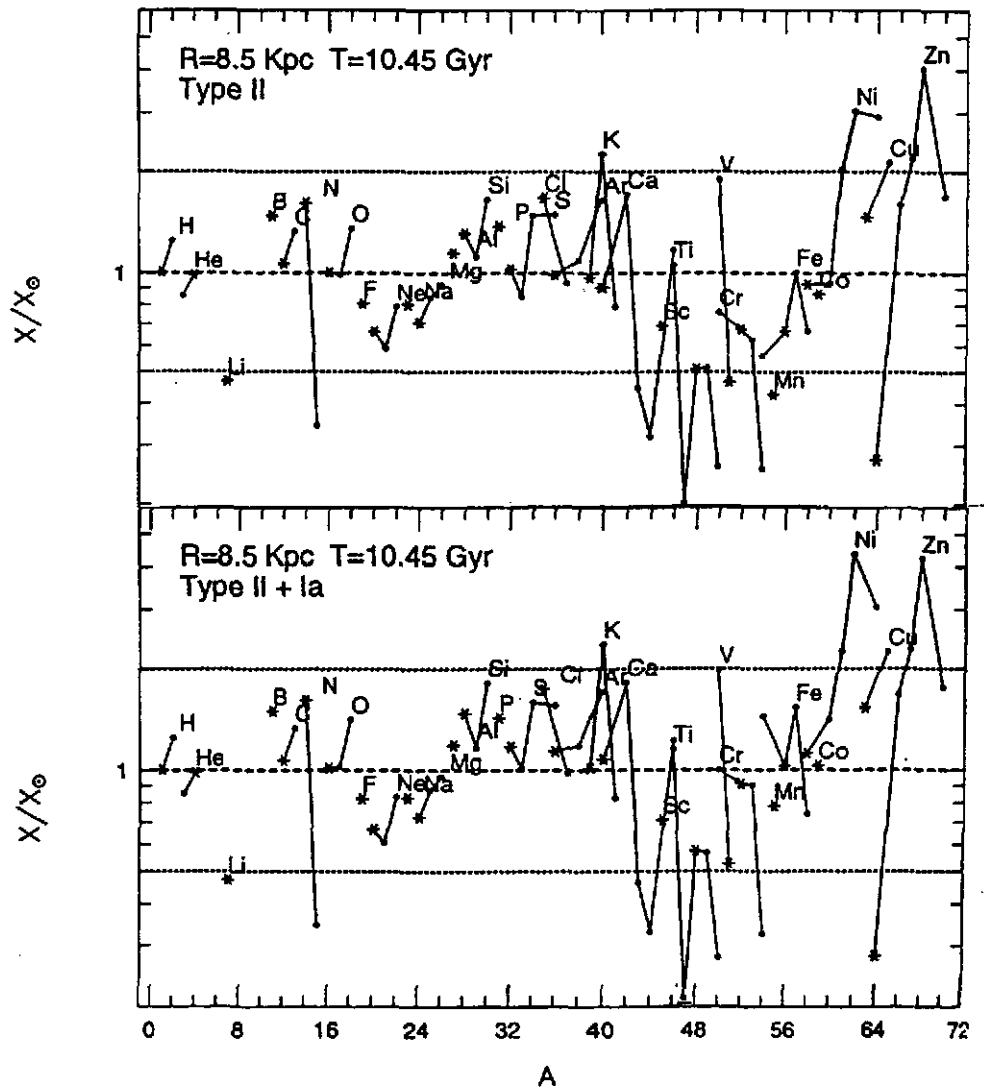


Figure 36. Composition de l'hydrogène au zinc prédite par un modèle d'évolution chimique de la Galaxie de la matière à partir de laquelle s'est formé le système solaire. Cet événement est supposé s'être produit 10.45×10^9 après la formation de la Galaxie (c-à-d voici environ 4.55×10^9 ans) et à une distance de 8.5 kpc du centre galactique. Les abondances calculées sont normalisées à celles mesurées dans le système solaire. La figure supérieure (inférieure) est obtenue en négligeant (incluant) la contribution des SNI, tandis que l'apport complémentaire des SNIa est pris en compte dans la figure inférieure (tiré de [130])

10.2. Les supernovae et l'évolution chimique de la Galaxie

L'apport au MIS de nucléides fraîchement synthétisés par les supernovae de diverses masses et compositions initiales est l'un des agents les plus importants de l'évolution chimique des galaxies en général, et de la Voie Lactée en particulier. La Fig. 36 présente les résultats d'un modèle simple d'évolution chimique (Sect. 3) prenant en compte une composition initiale prédite par un modèle de Big Bang standard (Sect. 3), la contribution des vents d'étoiles de masse inférieure à $8 M_{\odot}$ passant par la phase nébuleuse planétaire (Sect. 6.4.2), ainsi que les explosions de type SNIa et SNI. Par contre, la contribution des vents d'étoiles massives de type Wolf-Rayet (Sect. 8 et Fig. 9) est négligée, de même que la production spallative du Li, Be et B par le rayonnement cosmique galactique, la synthèse de ces noyaux étant assignée au processus ν (Sect. 4.4.2). Les abondances représentées (entre H et Zn; pour les éléments plus lourds, voir le cours de S. Goriely) se rapportent à la composition de la matière galactique

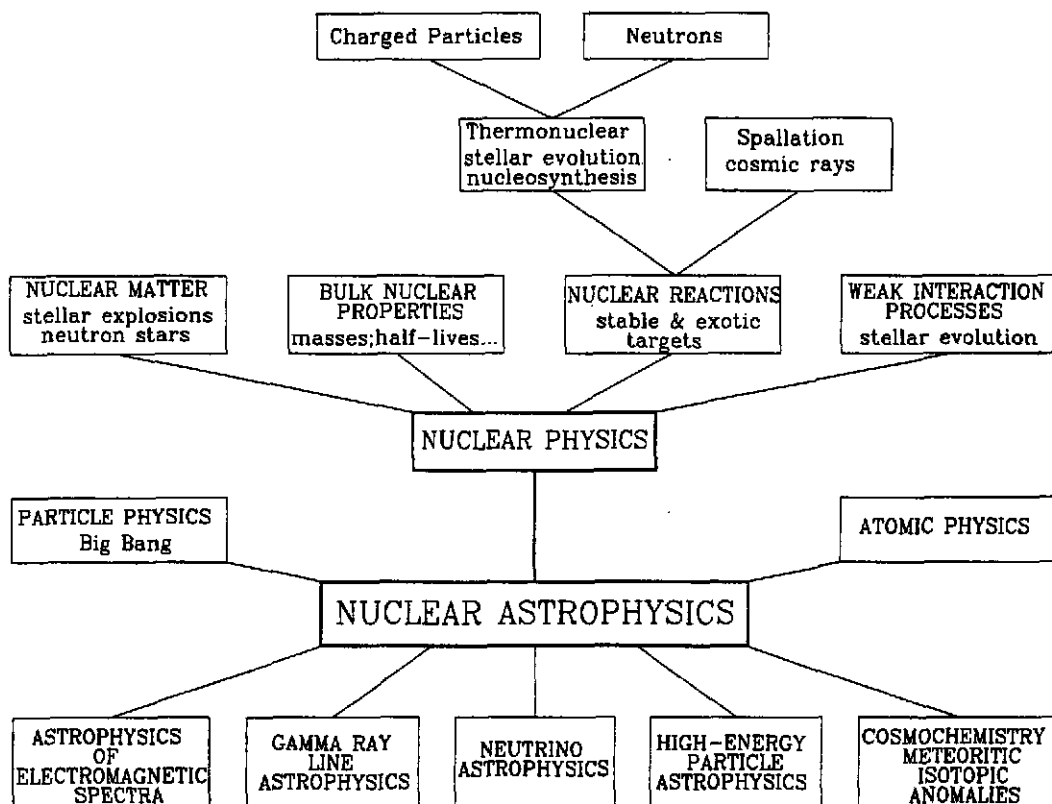


Figure 37. Représentation très schématique des relations possibles entre astrophysique nucléaire et d'autres disciplines majeures de la physique ou d'autres chapitres importants de l'astrophysique (tiré de [13])

à partir de laquelle le système solaire s'est formé. Un ensemble de prédictions ne s'écartent guère des observations, la situation la moins satisfaisante étant rencontrée pour les noyaux du pic du fer ($A \gtrsim 45$). Il est dès lors difficile d'évaluer de façon fiable la contribution relative des SNIa et des SNIi aux abondances solaires de ces nucléides. De 1/3 à 2/3 du fer solaire pourraient venir des SNIa [130].

Plus généralement, les prédictions de tous les modèles d'évolution chimique des galaxies construits à ce jour sont entachées de multiples et graves incertitudes de nature astrophysique et nucléaire relatives à la nucléosynthèse dans des étoiles individuelles, ainsi que d'incertitudes dans les autres ingrédients de base des modèles d'évolution galactique (Sect. 3). En ce domaine, le chemin restant à parcourir est particulièrement long!

11. Résumé

L'astrophysique nucléaire est sans nul doute une branche largement interdisciplinaire de la science. Comme schématisé à la Fig. 37, elle est intimement connectée à une très grande variété d'autres domaines de recherche et constitue une véritable boîte de Pandore de questions scientifiques. Ce cours s'est limité à une brève présentation des relations privilégiées qui se sont établies entre l'astrophysique et la physique nucléaire.

Nous avons tenté de montrer que la physique nucléaire et l'astrophysique apportent une contribution importante à la compréhension d'une ensemble rapidement croissant d'observations relatives à l'Univers et à ses constituants les plus divers, allant de grains

sub-millimétriques dans les météorites à des galaxies extrêmement lointaines. Nous avons également illustré le fait que l'astrophysique pousse très souvent la physique nucléaire dans ses 'derniers retranchements' et à explorer des 'terres inconnues' situées bien loin de la vallée de stabilité nucléaire.

Des progrès considérables ont été réalisés dans cette exploration et la fin de ce siècle a été particulièrement riche en découvertes et en progrès de toutes sortes. Malgré cela, bien du travail reste à faire, comme illustré à diverses occasions dans ce cours.

A l'aube d'un nouveau millénaire, il est difficile de prévoir l'évolution de l'astrophysique nucléaire à moyen ou à long terme. La seule certitude est qu'une meilleure compréhension mutuelle entre physiciens nucléaires et astrophysiciens ne pourrait manquer d'être la source de nouvelles et exaltantes aventures scientifiques.

References

- [1] Russell H N 1919 *Pub. Astron. Soc. Pac.* **31** 205-11
- [2] Perrin J 1920 *Scientia* **30** 355-70
- [3] Hoyle F 1946 *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **106** 343-83
- [4] Merrill P W 1952 *Astrophys. J.* **116** 21-6
- [5] Burbidge E M *et al.* 1957 *Rev. Mod. Phys.* **29** 547-650
- [6] Ôpik E J 1951 *Proc. Roy. Irish Acad.* **A54** 49-77
- [7] Salpeter E E 1952 *Astrophys. J.* **115** 326-8
- [8] Hoyle F 1954 *Astrophys. J. Suppl.* **1** 121-46
- [9] Clayton D D 1968 *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (New York: MacGraw-Hill)
- [10] Rolfs C E and Rodney W S 1988 *Cauldrons in the Cosmos* (Chicago: Univ. Chicago Press)
- [11] Arnett W D 1996 *Supernovae and Nucleosynthesis* (Princeton: Princeton Univ. Press)
- [12] Pagel B E J 1997 *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- [13] Arnould M and Takahashi T 1999 *Rep. Prog. Phys.* **62** 395 - 464
- [14] Léna P 1988 *Observational Astrophysics* (Berlin: Springer-Verlag)
- [15] Böhm-Vitense E 1989 *Introduction to Stellar Astrophysics* Vol. 1 (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- [16] Cox J P and Giuli R T 1968 *Principles of Stellar Structure* (New York: Gordon and Breach)
- [17] Sandage A 1988 *Calibration of Stellar Ages* Philip A G D (ed) (Schenectady: L. Davis Press) pp. 43-58
- [18] Reeves H 1994 *Rev. Mod. Phys.* **66** 193-216
- [19] McWilliam A 1997 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **35** 503-56
- [20] Kahane C. 1995 *Nuclei in the Cosmos (AIP Conf. Proc. 327)* vol III. ed M Busso R Gallino and C M Raiteri (New York: AIP) pp. 19-30
- [21] Savage B D and Sembach K R 1996 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34** 279-329
- [22] Lu L *et al.* 1996 *Astrophys. J. Suppl.* **107** 475-519
- [23] Tayler R J 1986 *Q. Jl. R. astr. Soc.* **27** 367-82
- [24] Fowler W A and Meisl C C 1986 *Cosmogonical Processes* Arnett W D *et al.* (eds) 1986 (Utrecht: VNU Sci. Press) pp. 83-100
- [25] Arnould M and Takahashi K 1990 *New Windows to the Universe* Sanchez F and Vazquez M (eds) (Cambridge: Cambridge Univ. Press) pp. 355-74
- [26] Smith V V 1989 *Cosmic Abundances of Matter* [AIP Conf. Proc. 183] Waddington C J (ed) (New York: Amer. Inst. Phys.) pp. 200-23
- [27] Gehrz R D *et al.* 1998 *Pub. Astron. Soc. Pac.* **110** 3-26
- [28] Filippenko A V 1997 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **35** 309-55
- [29] Vauclair S and Vauclair G 1982 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **20** 37-60
- [30] Anders E and Grevesse N 1989 *Geochim. Cosmochim. Acta* **53** 197-214
- [31] Grevesse N and Sauval A J 1998 *Space Sci. Rev* **85** 161 - 174
- [32] Harper C L Jr 1993 *Nuclei in the Cosmos* vol II, ed F. Käppeler and K Wisshak (Bristol: IOP) pp. 113-26
- [33] Bernatowicz T J and Zinner E (eds) 1997 *Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials* [AIP Conf. Proc. 402] (New York: Amer. Inst. Phys.)
- [34] Podosek F A and Nichols R H Jr 1997 *Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar*

- Materials* loc. cit. [33] pp. 617-47
- [35] Meyer J-P 1993 *Origin and Evolution of the Elements* ed N Prantzos, E Vangioni-Flam and M Cassé (Cambridge: Cambridge University Press) pp. 26-62
- [36] Meyer J -P, Drury O'C and Ellison D C 1997 *Astrophys. J.* **487** 182-96
- [37] Ellison D C, Drury O'C and Meyer J -P 1997 *Astrophys. J.* **487** 197-217
- [38] Shore S N 1997 *Nuclei in the Cosmos IV*, ed J. Görres et al, *Nucl. Phys.* **A621** pp. 535c-47c
- [39] Scalo J M 1986 *Fund. Cosmic Phys.* **11** 1-278
- [40] Coc A, Porquet M G and Nowacki F 2000 *Phys. Rev.* **C61** 015801
- [41] Vanhorenbeeck J et al. 2000 *Phys. Rev.* **000** 0000
- [42] Lesko K T et al. 1991 *Phys. Rev.* **C44** 2850-64
- [43] Hillebrandt 1991 *High-Pressure Equations of State: Theory and Applications* Eliezer S and Ricci R A (eds) ["Enrico Fermi" Course 113] (Amsterdam: North-Holland Pub.) pp. 399-437
- [44] Pethick C J and Ravenhall D G 1995 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** 429-84
- [45] Grotz K and Klapdor H V 1990 *The Weak Interaction in Nuclear, Particle and Astrophysics* (Bristol: Adam Hilger)
- [46] Bravo E et al. 1983 *Astron. Astrophys.* **124** 39-42
- [47] Hashimoto M et al. 1986 *Astrophys. J.* **307** 687-93
- [48] Hashimoto M, Iwamoto K and Nomoto K 1993 *Astrophys. J.* **414** L105-8
- [49] Bethe H A 1990 *Rev. Mod. Phys.* **62** 801-66
- [50] Mayle R W 1990 *Supernovae* Petschek A G (ed) (New York: Springer) pp. 267-89
- [51] Bruenn S W and Haxton W C 1991 *Astrophys. J.* **376** 678-700
- [52] Janka H-Th 1993 *Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics*, Giovannelli F and Mannocchi G (eds) (Bologna: Società Italiana di Fisica) pp. 345-74
- [53] Woosley S E et al. 1990 *Astrophys. J.* **356** 272-301
- [54] Nadyozhin D K 1991 *Nuclear Astrophysics 6* Hillebrandt W and Müller E (eds) [MPA-report P5] (Garching: Max-Planck-Institut f. Astrophysik) pp. 118-22 [*unpublished*]
- [55] Konopinski E J 1966 *The Theory of Beta Radioactivity* (Oxford: Clarendon Press)
- [56] Tubbs D L and Schramm D N 1975 *Astrophys. J.* **201** 467-88
- [57] Bruenn S W 1985 *Astrophys. J. Suppl.* **58** 771-841
- [58] Raffelt G, Seckel D and Sigl G 1996 *Phys. Rev.* **D54** 2784-92
- [59] Barrows A and Sawyer R F 1998 *Phys. Rev.* **C58** 554-71
- [60] Yamada S 1998 *Nuclear Astrophysics* vol 9, ed W Hillebrandt and E Müller (Garching: Max-Planck-Institut f. Astrophysik), pp. 115-8
- [61] Daudel R et al. 1947 *C. R. Acad. Sci.* **224** 1427-9
- [62] Jung M et al. 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2164 - 67
- [63] Bosch F et al. 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 5190 - 93
- [64] Takahashi K and Yokoi K 1983 *Nucl. Phys.* **A404** 578-98
- [65] Takahashi K and Yokoi K 1987 *Atm. Nucl. Data Tables* **36** 375-409
- [66] Simpson J A and Garcia-Munoz M 1988 *Space Sci. Rev.* **46** 205-24
- [67] Cassé M 1973 *Astrophys. J.* **180** 623-9
- [68] Wiedenbeck M E et al. 1999 *Astrophys. J.* **523** L61-4
- [69] Wietfeldt F E et al. 1999 *Phys. Rev.* **C59** 528
- [70] Mochizuki Y et al. 1999 ^A346831-842
- [71] Sumiyoshi K et al. 1998 *Astron. Astrophys.* **334** 159-68
- [72] Perrone F A and Clayton D D 1971 *Astrophys. Space Sci.* **11** 451-62
- [73] Rolfs C 1993 *Origin and Evolution of the Elements* ed N Prantzos, E Vangioni-Flam et M Cassé (Cambridge: Cambridge University Press) pp. 66-76
- [74] Angulo C et al. 1992 *Nuclei in the Cosmos* vol II, ed F Käppeler et K Wisshak (Bristol: IOP) pp. 147-52
- [75] Angulo C et al. 1993 *Z. Phys.* **A345** 231-42
- [76] Dzitko H et al. 1993 *Origin and Evolution of the Elements* ed N Prantzos, E Vangioni-Flam et M Cassé (Cambridge: Cambridge University Press) pp. 388-91
- [77] Görres J et al. (eds) 1997 *Nuclei in the cosmos IV* [*Nucl. Phys.* **A621**]
- [78] Angulo C, Arnould M, Rayet M and the NACRE Collaboration 1999 *Nucl. Phys.* **A656** 3-183
- [79] Weaver T and Woosley S E 1993 *Phys. Rep.* **227** 65-96
- [80] Arnett E and Thielemann F-K 1985 *Astrophys. J.* **295** 589
- [81] Chiosi C and Maeder A 1986 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24** 329-75
- [82] Nomoto K and Hashimoto M 1988 *Phys. Rep.* **163** 13
- [83] Jorissen A and Arnould M 1989 *Astron. Astrophys.* **221** 161

- [84] Arnould M and Howard W M 1976 *Nucl. Phys.* **A274** 295-332
- [85] Descouvemont P 1989 *Nucl. Phys.* **A504** 193-204
- [86] Woosley S E, Arnett W D and Clayton D D 1973 *Astrophys. J. Suppl.* **26** 231-312
- [87] Arnould M and Nørgaard H 1975 *Astron. Astrophys.* **42** 55-70
- [88] Arnould M, Paulus G and Jorissen A 1992 *Astron. Astrophys.* **254** L9-12
- [89] Coc A *et al.* 1995 *Astron. Astrophys.* **299** 479-92
- [90] Coc A and Porquet M-G 1998 *Tours Symposium on Nuclear Physics III*, eds. M Arnould *et al.*, AIP Conf. Series, vol. **425**, pp. 457-64
- [91] Arnould M 1980 *Explosive Nucleosynthesis*, Cahier n8, ed. M. Demeur (Physique Nucléaire Théorique, Université Libre de Bruxelles)
- [92] Meynet G *et al.* 1997 *Astron. Astrophys.* **320** 460-8
- [93] Caughlan G R and Fowler W A 1988 *Atm. Nucl. Data Tables* **40** 283
- [94] Arnould M, Goriely S and Jorissen A 1999 *Astron. Astrophys.* **347** 572-582
- [95] Sarkar S 1996 *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1493 - 1610 (révision: astro-ph/9602260, 1996)
- [96] Sarkar S 1999 astro-ph/9903183
- [97] Olive K A, Steigman G and Walker T P 1999 *Phys. Rep.* **333** 389-407
- [98] Tytler D, O'Meara J M, Suzuki N and Lubin D 2000 astro-ph/0001318
- [99] Vangioni-Flam E, Coc A, Cassé M 2000 *Astron. Astrophys.* **360** 15-23
- [100] Fields B and Olive K A 1998 *Astrophys. J.* **506** 177
- [101] Izotov Y I and Thuan T X 1998 *Astrophys. J.* **500** 1888
- [102] Webb J K *et al.* 1997 *Nature* **383**, 250
- [103] Molaro P 1999 in *LiBeB, Cosmic Rays, and Related X and Gamma-rays*, eds. R. Ramaty, E Vangioni-Flam, M Cassé and K Olive, ASP Conf. Series, vol **171**, p. 6
- [104] Ryan S G, Norris I and Beers T C 1999 astro-ph/9903059
- [105] Smith M S, Kawano L H and Malaney R A 1993 *Astrophys. J. Suppl.* **85** 219-47
- [106] Orito M *et al.* 1997 *Astrophys. J.* **488** 515-23
- [107] Malaney R A and Mathews G J 1993 *Phys. Rep.* **229** 145-219
- [108] Forestini M 1999 *Principes fondamentaux de structure stellaire* (France: Gordon and Breach Science Pub.)
- [109] Arnett D and Bazán G 1997 *Science* **276** 1359-62
- [110] Bazán G and Arnett D 1998 *Astrophys. J.* **496** 316-32
- [111] Pinsonneault M 1997 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **35** 557-605
- [112] Dupree A K 1986 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24** 377-420
- [113] Hashimoto M 1995 *Prog. Theor. Phys.* **94** 663-736
- [114] Chevalier R A 1997 *Science* **276** 1374-8
- [115] Nomoto K, Iwamoto K and Kishimoto N 1997 *Science* **276** 1378-82
- [116] Srinivasan G 1997 *Stellar Remnants* ed G Meynet and D Schaerer (Berlin: Springer) pp. 97-235
- [117] Novikov I 1997 *Stellar Remnants* ed G Meynet and D Schaerer (Berlin: Springer) pp. 237-334
- [118] Arnould M, Meynet G and Paulus G 1997 *Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials* loc. cit. [33] pp. 179-202
- [119] Woosley S E, Langer N and Weaver T A 1995 *Astrophys. J.* **448** 315-38
- [120] Janka H-Th and Müller E 1996 *Astron. Astrophys.* **306** 167-98
- [121] Khokhlov A and Höflich P 2000 *1st KIAS Astrophysics Workshop, Seoul/Corea* ed. I. Yi (IAP Publishing) in press; astro-ph/0011023
- [122] Lattanzio J C and Boothroyd A I 1997 *Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials* loc. cit. [33] pp. 85-114
- [123] Nussbaumer H and Orr A (eds) 1994 *Interacting Binaries [Saas-Fee Advanced Course 22]* (Berlin: Springer-Verlag)
- [124] Hillebrandt W and Niemeyer J C 2000 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 191-230
- [125] Costa V, Rayet M, Zappalà R A and Arnould M 2000 *Astron. Astrophys.* ??? ???
- [126] Schatz H *et al.* 1998 *Phys. Rep.* **294** 167-263
- [127] Woosley S E and Weaver T A 1995 *Astrophys. J. Suppl.* **101** 181 - 235
- [128] Iwamoto K *et al.* 1999 *Astrophys. J. Suppl.* **125** 439 - 462
- [129] Nomoto K, Yamaoka H and Shigeyama T 1996 *Supernovae and Supernova Remnants* [IAU Coll. **45**] ed R McCray and Z. Wang (Cambridge: Cambridge Univ. Press) pp. 49 - 68
- [130] Timmes F X, Woosley S E and Weaver T A 1995 *Astrophys. J. Suppl.* **98** 617 - 658

Interactions effectives, théories de champ moyen, masses et rayons nucléaires *

JACQUES MEYER †

*Institut de Physique Nucléaire de Lyon,
CNRS-IN2P3 / Université Claude Bernard Lyon1,
43, Bd. 11.11.18, 69622 Villeurbanne Cedex, France*

RÉSUMÉ

Ce cours se propose essentiellement :

i) de passer en revue les outils théoriques utilisés sous le sigle "théories de champ moyen". Sans entrer dans le détail des formalismes (le lecteur sera systématiquement renvoyé "pour en savoir plus" à des cours plus complets qui ont déjà été donnés dans le passé à l'Ecole Joliot Curie) il s'agira surtout de préciser le contexte, les hypothèses et les approximations qui se cachent sous les sigles : Hartree-Fock (HF), Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), Approximation BCS (HFBCS), Champ Moyen Relativiste (RMF), Approximations Hartree (RH), Hartree-Fock (RHF) et Hartree-Bogoliubov (RHB) Relativistes, ...

ii) de présenter la procédure générale et les ingrédients qui entrent dans la construction de l'élément de base que constitue l'interaction effective.

iii) de discuter des effets des différentes approximations ou interactions effectives sur des résultats expérimentaux pris dans diverses zones de noyaux. Ces discussions seront surtout centrées sur les masses et les rayons des noyaux mais aussi sur certaines quantités plus significatives que l'on peut en dériver : énergies de séparation de deux neutrons ou de deux protons (S_{2n} , S_{2p}), effets de couches et nombres magiques loin de la stabilité, effets de couches dans les régions des noyaux supers-lourds, barrières de fission, halos et peaux de neutrons.

ABSTRACT

A review of effective interactions used in mean field theories for the description of properties of atomic nuclei is presented. Relativistic as well as non relativistic theories are discussed with a particular attention to the cases where their results are very different. We will concentrate on the effective forces built up to investigate the nuclear medium in extreme conditions. Masses and r.m.s. radii along long chain of isotopes will be discussed. Large deformations, as observed in the phenomenon of fission of heavy nuclei, and exotic neutron rich nuclei will be taken as examples of these extreme conditions.

* Cours donné à la XIX^{ème} Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire : *Astrophysique Nucléaire : Du Microcosme Nucléaire au Macrocosme Astrophysique*, Spa, Belgique, 10-16 Septembre 2000.

† E-mail: jmeyer@ipnl.in2p3.fr

I. INTRODUCTION

Les méthodes microscopiques utilisant l'approximation du champ moyen ont acquis au fil des ans un degré de fiabilité remarquable pour la description des propriétés statiques et dynamiques des noyaux. On peut désormais en attendre des prédictions théoriques raisonnables dans des conditions extrêmes d'énergie d'excitation (de température ?), de spin ou d'isospin, c'est-à-dire d'une manière générale très loin de la stabilité normale du fluide nucléaire.

Tout d'abord non relativistes, c'est-à-dire formulés dans le cadre de l'équation de Schrödinger, et maintenant relativistes, i.e. dans un cadre utilisant l'équation de Dirac, ces modèles utilisent tous comme ingrédient fondamental une interaction effective (ou un lagrangien effectif) qui est généralement construit de manière phénoménologique. Celle-ci obéit avant tout à des critères de simplicité et ses paramètres sont fixés **une fois pour toutes** pour décrire un certain nombre de propriétés fondamentales du fluide nucléaire.

Les plus anciennes paramétrisations de ces interactions effectives ont été faites à partir de calculs sur des noyaux sphériques appartenant à la vallée de stabilité. Au fil des ans, ces paramétrisations ont évolué pour répondre à des données expérimentales nouvelles dont la prise en compte s'est avérée indispensable. Les données apportées par les résonances géantes observées dans de nombreux noyaux sont un exemple de cette évolution. Les outils microscopiques étant maintenant de plus en plus utilisés pour prédire des phénomènes exotiques dans des situations extrêmes, loin de la vallée de stabilité, il faut se poser le problème de l'adéquation de ces interactions à de telles conditions.

Ce cours se divisera en trois parties. Dans une première partie, on rappellera succinctement les principales hypothèses qui gouvernent les théories microscopiques qui utilisent l'hypothèse du champ moyen pour décrire les propriétés des noyaux. Dans une seconde partie, la notion d'interaction effective sera introduite et les principales forces effectives phénoménologiques seront rapidement présentées. On analysera en particulier la force de portée nulle de Skyrme pour décrire les ingrédients qui entrent dans la construction d'une telle force effective de type Skyrme. On présentera ainsi une procédure possible de détermination de ses paramètres phénoménologiques à partir des données globales du milieu nucléaire. La dernière partie sera consacrée à une discussion des résultats comparés principalement sur les masses, les rayons nucléaires et les quantités que l'on peut en déduire.

II. LES THÉORIES DE CHAMP MOYEN

A. L'approximation de particules indépendantes

L'approximation de particules indépendantes constitue l'hypothèse fondamentale de base de toutes les théories utilisant l'approximation de champ moyen : dans le noyau, les nucléons évoluent indépendamment les uns des autres sous l'influence d'un potentiel moyen qu'ils créent collectivement. Cette approximation trouve une justification expérimentale solide dans le cadre du modèle des couches et dans l'observation des nombres magiques. Un calcul simple permet de justifier cette approximation en évaluant le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau : pour un nucléon ayant une énergie cinétique de 10 MeV, ce libre parcours moyen vaut environ 15 fm, c'est-à-dire plusieurs fois les dimensions du noyau. L'explication de ce résultat est simple : le Principe de Pauli limite fortement les états finals possibles lors d'une collision de deux nucléons dans le noyau : un nucléon ne "voit" donc quasiment pas les autres nucléons mais ne fait que "ressentir" un potentiel moyen qui le rappelle à l'intérieur du noyau.

B. Une théorie de champ moyen non relativiste : la méthode Hartree-Fock

Contrairement au modèle des couches, une théorie de champ moyen permet de dériver le champ moyen nucléaire de manière microscopique. L'ingrédient de base en est un hamiltonien microscopique effectif (ci-dessous non-relativiste) :

$$H = T + V = \sum_{i=1}^A \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A V_{ij}^{eff} \quad (1)$$

Dans la méthode de Hartree-Fock (HF), la fonction de l'état fondamental du noyau est recherchée sous la forme d'un déterminant de Slater construit à partir des fonctions d'onde individuelles des nucléons dans le cadre de l'approximation de particules indépendantes :

$$\Psi_{HF}(x_1, \dots, x_A) = \det \{ \phi_{\alpha_1}(x_1) \cdot \phi_{\alpha_2}(x_2) \cdot \dots \cdot \phi_{\alpha_A}(x_A) \} \quad (2)$$

Les orbitales ϕ_α sont obtenues de manière variationnelle en minimisant l'énergie totale du noyau :

$$E_{HF} = \frac{\langle \Psi_{HF} | H | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \quad (3)$$

Ce principe variationnel conduit aux équations de Hartree-Fock (HF) :

$$h \phi_{\beta_i} = \left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_{HF}[\phi_\alpha] \right\} \phi_{\beta_i} = \varepsilon_{\beta_i} \phi_{\beta_i} \quad , \quad i = 1, \dots, A \quad (4)$$

où le champ Hartree-Fock $U_{HF}[\phi_\alpha]$ dépend lui-même des fonctions d'onde individuelles ϕ_α générant ainsi un système auto-cohérent de A équations non-linéaires [26].

Le système d'équations HF (eq. (4)) peut également s'écrire de manière simple à partir de la densité locale :

$$[h, \rho] = 0 \quad , \quad \rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \phi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r}) \phi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) \quad (5)$$

Le système non-linéaire auto-cohérent (eq. (4)) est généralement résolu par itération délivrant, à la convergence, un ensemble de fonctions d'onde individuelles ϕ_α avec leurs énergies ε_α ainsi que le champ HF $U_{HF}[\phi_\alpha]$.

Ce système de $A = N + Z$ équations (eq. (4)) est résolu pour la totalité des A nucléons du noyau (Z protons + N neutrons), c'est-à-dire sans "cœur inerte". Certaines symétries sont généralement prises en compte [29,11,1] : par exemple, les noyaux pairs-pairs sont construits avec un état Ψ_{HF} invariant par renversement du temps (dégénérescence de Kramers) qui permettra de diviser par deux le nombre d'équations à traiter. Les excitations simples du noyau seront des états "particule-trou" construits sur l'état Ψ_{HF} .

Le seul ingrédient fondamental de base est l'interaction effective V_{ij}^{eff} que l'on construit de manière phénoménologique dans le cadre d'un "protocole" défini. Les paramètres de cette force effective, une fois ajustés (cf. Section IV), ne sont jamais modifiés ce qui laisse une théorie sans aucun paramètre ajustable lors de la confrontation à l'expérience.

C. Les théories de champ moyen relativiste

Le point de départ est un lagrangien effectif pris généralement sous la forme :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_\sigma + \mathcal{L}_\omega + \mathcal{L}_\rho + \mathcal{L}_{em} - U(\sigma) \quad (6)$$

avec

$$\mathcal{L}_N = \bar{\psi} (i\partial - m_N) \psi$$

$$\mathcal{L}_\sigma = \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma + g_\sigma \bar{\psi} \sigma \psi$$

$$\mathcal{L}_\omega = \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} - g_\omega \bar{\psi} \psi \psi$$

$$\mathcal{L}_\rho = \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \rho^\mu - \frac{1}{4} R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} - g_\rho \bar{\psi} \boldsymbol{\rho} \boldsymbol{\tau} \psi$$

$$\mathcal{L}_{em} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - e \bar{\psi} \boldsymbol{A} \psi$$

$$U(\sigma) = \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4$$

Outre les lagrangiens du nucléon et électromagnétique, on retrouve les lagrangiens correspondants aux couplages avec les deux mésons isoscalaires σ et ω et avec les deux mésons isovecteurs π et ρ ainsi qu'un terme de couplage non linéaire $U(\sigma)$.

Deux approximations fondamentales sont utilisées sur ce lagrangien :

- l'approximation de "champ moyen" qui remplace tous les champs de mésons par leurs valeurs moyennes $\langle \sigma \rangle$. Les nucléons sont alors des particules indépendantes dans les champs des mésons et l'état fondamental du noyau Ψ peut être développé sur les états de particules individuelles ϕ_α .
- les états d'énergie négative sont généralement ignorés.

Un principe variationnel sur l'intégrale d'action $\int \mathcal{L}$ génère un système d'équations couplées, c'est-à-dire une équation de Dirac pour les nucléons et un système d'équations de Klein-Gordon pour les mésons. Après une résolution par itérations, on obtient (comme dans HF non relativiste) un ensemble de fonctions d'onde individuelles ϕ_α et le spectre des énergies ε_α .

A partir du premier modèle de Walecka [2] qui ne contenait que les mésons σ, ω de nombreuses versions ont été développées dont nous ne donnerons pas ici une liste exhaustive. Sous le vocable RMF (Relativistic Mean Field) on comprend en général le modèle de base contenant les mésons σ, ω, ρ à l'approximation Hartree (RH) c'est-à-dire sans terme d'échange [3,4,10]. Les modèles les plus récents [9,12] prennent en compte l'ensemble des mésons $\sigma, \omega, \pi, \rho$ à l'approximation Hartree-Fock (RHF).

La Table I donne un exemple des contributions des différents termes aux énergies de liaison des noyaux ^{16}O et ^{40}Ca . On remarquera principalement que de fortes compensations apparaissent lorsqu'on enrichit le lagrangien effectif de base d'abord dûes au fait que le méson π n'intervient que dans le terme de Fock. Nous reviendrons sur ce fait lors de la discussion des divers résultats dans la Section V.

TABLE I. Energies de liaison par nucléon (en MeV) pour les noyaux ^{16}O et ^{40}Ca calculées avec diverses approximations relativistes Hartree (H) ou Hartree-Fock (HF). Le lagrangien effectif de base contient selon les cas les couplages aux mésons $\sigma, \omega, \sigma, \omega, \pi$ ou $\sigma, \omega, \pi, \rho$. Les constantes de couplage sont renormalisées lors du passage de H à HF [9,12].

	expérience	$\{\sigma, \omega\}$ (H)	$\{\sigma, \omega, \pi\}$ (HF)	$\{\sigma, \omega, \pi, \rho\}$ (HF)
^{16}O	7.98	2.04	3.09	5.61
^{40}Ca	8.55	4.06	4.90	6.82

D. Au delà du champ moyen : les corrélations d'appariement

L'approximation de Hartree-Fock est bien adaptée à la description des noyaux pour lesquels il existe, dans le spectre de particules individuelles un écart en énergie ("gap") important entre le dernier niveau occupé et le premier état vide. Ce "gap" garantit la stabilité du noyau générant un nombre magique pour le nombre de neutrons ou de protons correspondant. C'est le cas des noyaux paires-paires à couches fermées. L'approximation HF est par contre insuffisante dès que l'on veut décrire les états fondamentaux des noyaux situés en milieu de couches pour lesquels l'état fondamental sera quasiment dégénéré avec une multitude d'autres états obtenus à partir de configurations de type particule-trou construites sur ce dernier. Pour reconstruire une fonction d'onde représentant correctement les états fondamentaux de ces noyaux il est nécessaire de prendre en compte les corrélations d'appariement responsables en particulier de plusieurs faits expérimentaux tels que : i) existence de spectres expérimentaux caractéristiques pour un noyau pair-pair ou pair-impair; ii) effet pair impair qui donne généralement une énergie de liaison d'un noyau pair-impair plus faible que la moyenne arithmétique des deux noyaux paires-paires voisins; iii) caractère vibrationnel collectif des premiers états 2^+ dans les noyaux paires-paires voisins des noyaux à couches fermées, ...

La méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov permet de prendre en compte de manière auto-cohérente ces corrélations d'appariement à partir d'une fonction d'onde HF pour l'état fondamental d'un noyau. Ecrivons l'état fondamental HF d'un noyau pair-pair comme :

$$\Psi_{HF} = a_{\alpha_1}^+ a_{\alpha_1}^+ a_{\alpha_2}^+ a_{\alpha_2}^+ \dots |0\rangle \quad (7)$$

où a_{α}^+ est un opérateur qui crée un nucléon dans l'état ϕ_{α} et où $a_{\bar{\alpha}}^+$ crée un nucléon dans l'état $\phi_{\bar{\alpha}}$, renversé par rapport au temps de ϕ_{α} . L'état $|0\rangle$ est un vide de particules ($a_{\alpha} = 0$).

On transforme l'état HF de particules indépendantes ($\{a, a^+\}$) en un état Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) de quasiparticules indépendantes ($\{\eta, \eta^+\}$) en utilisant la transformation :

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta^+ \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & V \\ V^* & U^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix} \quad (8)$$

L'état fondamental HFB est maintenant un vide de quasiparticules ($\eta_{\alpha} |\Psi_{HFB}\rangle = 0$): c'est un déterminant de Slater construit avec les objets $\{U, V\}$:

$$\Psi_{HFB} = \det \left[\begin{pmatrix} U_1 \\ V_1 \end{pmatrix} \cdot \dots \cdot \begin{pmatrix} U_{\alpha} \\ V_{\alpha} \end{pmatrix} \cdot \dots \right] \quad (9)$$

La densité HF ρ (eq. (5)) devient une densité généralisée HFB construite comme :

$$R = \begin{pmatrix} \rho & -\kappa \\ \kappa^* & 1 - \rho^* \end{pmatrix} \quad (10)$$

avec les définitions des densités normale et anormale (tenseur d'appariement) :

$$\rho = V^* V^T, \quad \kappa = V^* U^T \quad (11)$$

Les quantités $\{U, V\}$ sont obtenues en minimisant l'énergie totale :

$$E_{HFB} = \langle \Psi_{HFB} | H | \Psi_{HFB} \rangle / \langle \Psi_{HFB} | \Psi_{HFB} \rangle \quad (12)$$

ce qui conduit aux équations de HFB :

$$BH = EB, \quad \mathcal{H} = \begin{pmatrix} h & \Delta \\ -\Delta^* & -h^* \end{pmatrix} \quad (13)$$

Le hamiltonien h est le champ HF (eq. (4)) calculé avec la densité ρ (eq. (11)), le champ d'appariement Δ prend la forme :

$$\Delta_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2} \sum_{\beta\delta} \langle \alpha\gamma | V^{eff} | \beta\delta \rangle \kappa_{\delta\beta} \quad (14)$$

L'état Ψ_{HFB} ayant un nombre indéterminé de nucléons, il faudra introduire une contrainte dans le processus de minimisation (eq. (12)) pour conservé ce nombre en valeur moyenne.

E. L'approximation BCS pour les corrélations d'appariement

D'une manière générale, le champ d'appariement Δ couple, des états ϕ_α et ϕ_β avec $\alpha \neq \beta$. L'approximation BCS consiste à négliger les éléments non diagonaux de Δ , c'est-à-dire à imposer des solutions qui ne couplent que des états α et $\bar{\alpha}$:

$$U_\alpha = u_\alpha \phi_\alpha \quad , \quad V_\alpha = -v_\alpha \phi_{\bar{\alpha}}^* \quad (15)$$

La transformation de Bogoliubov (eq. (8)) devient alors simplement :

$$\begin{aligned} \eta_\alpha &= u_\alpha a_\alpha - v_\alpha a_{\bar{\alpha}}^+ \\ \eta_{\bar{\alpha}} &= u_\alpha a_{\bar{\alpha}} + v_\alpha a_\alpha^+ \\ \eta_\alpha^+ &= u_\alpha a_\alpha^+ - v_\alpha a_{\bar{\alpha}} \\ \eta_{\bar{\alpha}}^+ &= u_\alpha a_{\bar{\alpha}}^+ + v_\alpha a_\alpha \end{aligned}$$

Le problème HFB se simplifie puisqu'il suffit alors :

- de résoudre un problème HF pour avoir : $\{\phi_\alpha, \varepsilon_\alpha\}$,
- de résoudre l'équation du "gap" :

$$\Delta_\alpha = -\frac{1}{4} \sum_\gamma \langle \alpha \bar{\alpha} | V^{eff} | \gamma \bar{\gamma} \rangle \frac{\Delta_\gamma}{E_\gamma} \quad (16)$$

pour obtenir les énergies de quasi particules et les nombres d'occupation :

$$E_\alpha = \sqrt{(\varepsilon_\alpha - \lambda)^2 + \Delta_\alpha^2} \quad , \quad u_\alpha^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon_\alpha - \lambda}{E_\alpha} \right) \quad , \quad v_\alpha^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_\alpha - \lambda}{E_\alpha} \right) \quad (17)$$

Si cette approximation BCS simplifie grandement les calculs numériques pour les noyaux pair-pairs il faudra traiter avec attention le cas des noyaux impairs et d'une manière générale les cas où l'invariance par renversement du temps doit être brisée. Le cas des noyaux proches des instabilités proton ou neutron (où l'énergie de Fermi devient voisine de zéro) demandera aussi un traitement de type HFB [26].

Dans la pratique, la méthode HFB demande une interaction effective pour calculer le champ d'appariement Δ (eq. (16)). Dans le cas d'une interaction effective de portée finie utilisée dans le canal particule-trou, i.e. pour calculer le champ HF h , il est possible et même recommandé d'utiliser la même interaction de manière à obtenir un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement. Les promoteurs de l'interaction de Gogny utilisent un tel protocole (sans terme dépendant de la densité et sans terme spin-orbite) n'ajoutant ainsi aucun paramètre supplémentaire à la force effective.

Dans le cas des forces effectives de portée nulle, certains auteurs [50] ont fait de même mais il est souvent fait appel à une force différente : i) force de séniorité; ii) force de portée nulle [98,99] ou force de portée nulle avec un facteur de forme de surface [103,100]; introduisant ainsi un paramètre supplémentaire qu'il faut déterminer.

Dans le cas d'une méthode HF relativiste, il faut également avoir recours à une interaction effective particulière au canal particule-particule. C'est en général une force de séniorité ou une force de Gogny [102]

F. Une méthode semiclassique autocohérente : ETFSI

La méthode ETFSI [30] (Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral) est basée sur l'idée fondamentale de Strutinsky [120] séparant l'énergie totale d'un noyau en une partie globale de type "goutte liquide" et une partie contenant les effets de couches, i.e. $E_{HF} \simeq \bar{E} + \delta E_{shell}$. On utilise ainsi un développement de type :

$$E_{HF} \simeq E_{ETF} + E_{SI} + E_{pairing} \quad (18)$$

La partie E_{ETF} est calculée à partir d'une interaction effective de portée nulle de type Skyrme en utilisant un développement semiclassique à l'ordre \hbar^4 pour la densité d'énergie cinétique et la densité de spin [87,88]. Les corrections de couches sont déterminées au moyen de la méthode de Strutinsky [120] avec une densité calculée à partir de la même interaction que pour E_{ETF} . Les corrélations d'appariement sont introduites à

l'approximation BCS avec une interaction de portée nulle. L'énergie totale du noyau est ainsi minimisée avec des profils de densité de type Fermi et les paramètres de la force effective de Skyrme sont déterminés en ajustant les masses de 1719 noyaux (dans la version la plus récente du modèle). Les noyaux considérés sont de masse $A \geq 35$ en excluant les noyaux $N \simeq Z$.

On dispose ainsi d'une méthode microscopique auto-cohérente qui réalise une approximation réaliste de la méthode Hartree-Fock basée sur une interaction effective de type Skyrme. Si une telle méthode conduit à un succès certain en ce qui concerne les masses et les rayons, les déformations, les énergies de séparation,... il ne faut pas oublier qu'il sera difficile d'utiliser une telle méthode ou la force effective issue d'une telle méthode pour interpréter des propriétés ou la dynamique collective du fluide nucléaire joue un rôle essentiel.

III. LA NOTION D'INTERACTION EFFECTIVE

A. De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau

La détermination de la force nucléon-nucléon (NN) est à la fois le plus ancien et le plus important problème de toute la Physique Théorique Hadronique consacrée à l'étude des propriétés statiques et dynamiques des noyaux. De très nombreux théoriciens se sont attachés, et s'attachent encore à l'heure actuelle, à élaborer des interactions aussi réalistes que possible : la description de la diffusion nucléon-nucléon libre et aussi celle des états liés à peu de nucléons a en particulier permis la construction d'interactions très sophistiquées. De nombreuses tentatives sont également parties de la description des nucléons en termes de quarks en faisant appel à des *modèles de sac* par exemple, la force NN apparaissant alors comme une force résiduelle à longue portée, de type force de Van der Waals. Très réalistes, toutes ces approches se heurtent à un problème majeur, le passage de la situation *nucléon-nucléon libre* à la situation *nucléon-nucléon dans le noyau*. Ce passage ne se fait pas sans approximations et devient de plus très difficile à gérer lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes extrêmes : la fission des noyaux lourds par exemple. C'est dans ce cadre que l'on est amené à parler d'interaction effective.

1. Les interactions NN réalistes.

Toutes les constructions d'interactions NN réalistes ont en général un point de départ expérimental commun qui consiste à décrire la diffusion NN libre dont on connaît les déphasages et les paramètres de basse énergie. Quelques états liés simples, le deuton ou les noyaux ^3H et ^3He , sont également pris en compte avec discussion éventuelle des effets à trois corps. La base théorique est le plus souvent composée d'une partie à longue portée attractive décrite par l'échange de 1π , d'une partie à moyenne portée souvent phénoménologique et d'un *coeur dur* ou *plus ou moins mou*. Ainsi sont nées d'innombrables forces NN avec parmi les plus connues, le potentiel d'Hamada-Johnston, les potentiels de Ried, les potentiels de Paris ou de Bonn parmi les plus récents et peut-être les plus évolués [1].

2. La matrice G de Brueckner.

L'utilisation de ces potentiels issus de l'interaction NN libre dans le noyau ou même dans un milieu idéal tel que la matière nucléaire infinie (cf. §3.2 et Appendice A) passe par la construction d'une matrice G^* solution de l'équation de Bethe-Goldstone [1,13] que l'on peut écrire symboliquement :

$$G = V - V \frac{Q}{e} G = V - V \frac{Q}{e} V \frac{Q}{e} V + \dots \quad (19)$$

où Q est l'opérateur de Pauli qui élimine les états intermédiaires occupés et e est le dénominateur d'énergie.

L'énergie totale prend la même forme que dans l'approximation Hartree-Fock excepté que les éléments de matrice de l'interaction à deux corps V sont remplacés par les éléments de matrice de G :

$$E = \sum_i \frac{k_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{ij < F} \langle ij | G(E = e_i + e_j) | ij \rangle \quad (20)$$

où les e_i sont les énergies de particules individuelles définies de manière auto-cohérente comme :

$$e_i = \frac{k_i^2}{2m} + \sum_{j < F} \langle ij | G(E = e_i + e_j) | ij \rangle \quad (21)$$

Cette expression est évidemment la contribution à l'ordre le plus bas de la matrice G à l'énergie totale.

Pour des interactions réalistes, cet ordre d'approximation ne suffit pas à donner une convergence raisonnable du développement (19) et les contributions des troisième et cinquième ordres deviennent indispensables [1,15,16]. On n'entrera pas ici dans le détail de ces traitements, on pourra par exemple consulter la ref. [13] où sont discutés tous les modèles plus ou moins sophistiqués pour décrire la matière nucléaire infinie en termes d'interactions NN réalistes. On peut cependant résumer la situation avec la Figure 1 où chaque carré représente le point de

* processus identique à la construction de l'équation de Lippmann-Schwinger pour la matrice de diffusion T .

saturation (cf. Appendice A) de la matière nucléaire infinie obtenu, à l'ordre le plus bas, avec la plupart des potentiels NN réalistes disponibles à l'heure actuelle, points de saturation qui se groupent sur une ligne appelée *ligne de Coester* [17]. Sans porter un nom sur chacun de ces points, la principale remarque que l'on doit faire est l'incapacité de ces forces à reproduire correctement la propriété fondamentale de ce milieu. L'introduction de corrélations à trois corps [18], l'utilisation de formalismes relativistes améliorent à l'évidence les résultats; la courbe (DB) de la Figure 1, résultat d'un calcul type Dirac-Brueckner en est l'exemple parfait [13].

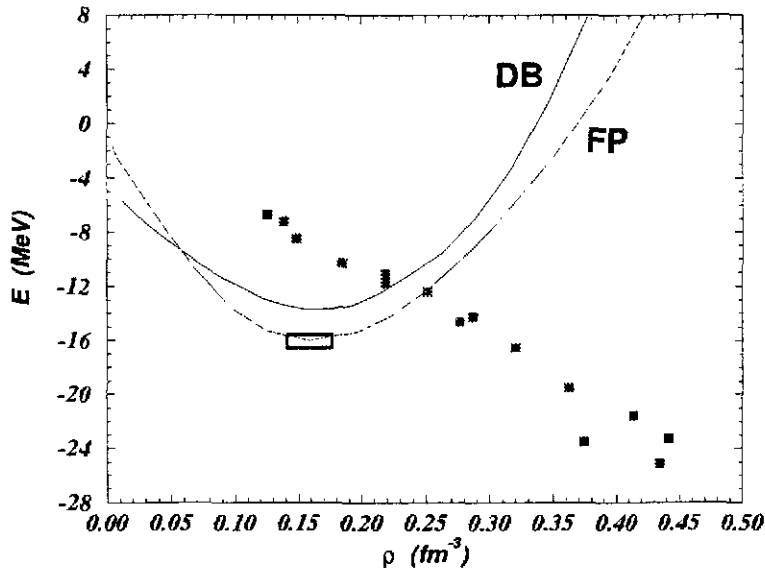


FIG. 1. Energie par particule (en MeV) dans la matière nucléaire infinie symétrique en fonction de la densité (en fm^{-3}); le point de saturation empirique est indiqué par un rectangle. La courbe notée DB est un calcul relativiste de type Dirac-Brueckner [13]; la courbe notée FP est un calcul variationnel de Friedmann et Pandharipande [14]. Les carrés noirs donnent les résultats de l'eq. (20) pour la plupart des potentiels NN réalistes existants.

Dans les noyaux fins, où la construction d'une matrice G nécessite des approximations supplémentaires [16,19-21], les résultats laissent encore apparaître des divergences importantes avec l'expérience [22]. Si l'introduction de corrélations au-delà de l'ordre le plus bas où la mise en oeuvre de calculs relativistes [22,23] améliorent à aussi les résultats, il est évident que la complexité des calculs numériques rend illusoire l'utilisation d'une telle approche pour l'étude des propriétés exotiques de noyaux très lourds.

B. Les interactions effectives phénoménologiques

Sans entrer dans d'importants développements théoriques (cf. les ouvrages de référence [1,16] ou [20,24]) on peut présenter la notion d'interaction effective à partir des résultats rassemblés sur la Figure 1. Elle consiste à construire une force NN phénoménologique à base de paramètres que l'on détermine en reproduisant les propriétés fondamentales de la matière nucléaire infinie. Cette *force effective* va alors jouer le jeu d'une matrice G , et ses éléments de matrice vont remplacer les éléments de matrice G dans l'équation (20).

1. Interactions de portée finie.

A partir des années 60 et jusqu'à nos jours, depuis les forces de type *Brink-Boeker* [1] jusqu'à la *force de Gogny* [25], l'interaction effective de portée finie est probablement la plus étudiée parce que peut-être la plus naturelle. La portée finie permet en effet une meilleure simulation des longue et moyenne portées de l'interaction NN réaliste. Elle autorise en outre un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement [26] dans un formalisme Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) pour décrire les propriétés statiques des noyaux. C'est à l'évidence un atout important dès que l'on veut s'éloigner vers de grandes déformations ou vers les lignes d'instabilité proton ou neutron, les corrélations d'appariement s'adaptant automatiquement à ces nouvelles conditions.

La force de Gogny se présente sous la forme d'une somme de gaussiennes avec une dépendance en densité et un terme spin-orbite de portée nulle :

$$\begin{aligned}
 V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \sum_{i=1,2} \{W_i + B_i P_\sigma - H_i P_\tau - M_i P_\sigma P_\tau\} e^{r^2/\mu^2} \\
 & + t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \left[\rho(\mathbf{R}) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}) \\
 & + iW_0 \boldsymbol{\sigma} \cdot \left[\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} \right]
 \end{aligned} \quad (22)$$

La paramétrisation d'origine D1 [25] a été construite à partir des masses et des rayons de quelques noyaux sphériques. Plus récente, la paramétrisation D1S [27] ajuste la tension de surface pour reproduire correctement les barrières de fission des actinides. Il faut rappeler ici que des calculs de type HFB sont relativement lourds à mettre en oeuvre ce qui restreint les possibilités de *jouer* avec les paramètres de la force pour s'adapter à de nouvelles conditions [109].

2. Interaction de portée nulle : la force de Skyrme.

Si les premières interactions effectives de portée nulle datent de 1965-1970 avec l'interaction delta de surface (SDI ou MDI) [1], c'est certainement Skyrme [28] qui a donné la forme la plus simple à utiliser, cette forme ayant d'ailleurs pris une réelle importance avec le succès de Vautherin et Brink [29] lors des premières applications aux propriétés des états fondamentaux des noyaux sphériques.

Sous sa forme standard la plus utilisée, l'interaction de portée nulle de Skyrme se met sous la forme d'une somme de termes :

$$\begin{aligned}
 V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) && \text{terme central} \\
 & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) \left[\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}^2 \right] \\
 & + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{P}' \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} && \text{termes non-locaux} \\
 & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \left[\rho(\mathbf{R}) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}) && \text{terme dépendant de la densité} \\
 & + iW_0 \boldsymbol{\sigma} \cdot \left[\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} \right] && \text{terme spin-orbite}
 \end{aligned} \quad (23)$$

avec les notations usuelles :

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad , \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \quad , \quad \mathbf{P} = \frac{1}{2i} (\nabla_1 - \nabla_2) \quad , \quad \mathbf{P}' \text{ cc de } \mathbf{P} \text{ agissant à gauche}$$

et également :

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2 \quad , \quad P_\sigma = (1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) / 2$$

Parmi toutes les modifications (termes *non standards* dans la suite du texte) qui ont été tentées, deux sont à retenir :

- la première consiste à modifier le terme dépendant de la densité pour avoir une dépendance séparée en ρ_n et ρ_p , densités neutron et proton respectivement. Le terme en t_3 de l'éq. (23) devient ainsi :

$$+ \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \left[\rho_{q_1}(\mathbf{r}_1) + \rho_{q_2}(\mathbf{r}_2) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}) \quad (24)$$

Mise en oeuvre récemment [30-32], l'idée d'une telle modification avait déjà été émise par Dabrowski [33] et Kölher [34] pour avoir un meilleur comportement aux grandes valeurs de $I = \frac{(N-Z)}{A}$.

- Il est également possible d'ajouter au terme dépendant de la densité un terme dépendant des vitesses de la forme :

$$+ \frac{1}{2} t_4 (1 + x_4 P_\sigma) \left\{ \mathbf{P}'^2 \left[\rho_{q_1}(\mathbf{r}_1) + \rho_{q_2}(\mathbf{r}_2) \right]^\beta \delta(\mathbf{r}) + cc \right\} \quad (25)$$

De nombreux auteurs ont tenté l'ajustement de ce type de termes [35-37] et on reviendra sur les problèmes qu'ils posent quand on étudie le degré de liberté d'isospin $I = \frac{(N-Z)}{A}$.

3. La fonctionnelle de Skyrme.

L'énergie de liaison totale d'un noyau peut se mettre sous la forme d'une somme :

$$E_{tot} = E_{kin} + E_{nuc.pot.} + E_{Coul} \quad (26)$$

Un avantage fondamental de l'interaction de portée nulle de type Skyrme réside dans la possibilité d'écrire l'énergie potentielle nucléaire sous une forme simple. Dans le cadre de l'approximation de particules indépendantes, où la fonction d'onde totale du système de nucléons qui constitue le noyau est écrite sous la forme d'un déterminant de Slåter, cette énergie apparaît comme la valeur moyennée du hamiltonien du système :

$$\langle H || \rangle = \int \mathcal{H}(\mathbf{r}) 3r \quad (27)$$

avec

$$\mathcal{H} = \mathcal{K} + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_{eff} + \mathcal{H}_{fin} + \mathcal{H}_{so} + \mathcal{H}_{sg} + \mathcal{H}_{Coul} \quad (28)$$

où l'on trouve un terme $\mathcal{K} = \frac{\hbar^2}{2m} \tau$ d'énergie cinétique, un terme \mathcal{H}_0 de portée nulle, un terme \mathcal{H}_3 dépendant de la densité, un terme \mathcal{H}_{eff} de masse effective, un terme \mathcal{H}_{fin} de portée finie, un terme \mathcal{H}_{so} de couplage spin-orbite et un terme \mathcal{H}_{sg} dû au couplage tenseur spin-gradient. Le terme coulombien contient une partie directe et une partie d'échange qui est généralement traitée à l'approximation de Slåter [29,38] avec les expressions :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= \frac{1}{4} t_0 [(2 + x_0) \rho^2 - (2x_0 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2)] \\ \mathcal{H}_3 &= \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha [(2 + x_3) \rho^2 - (2x_3 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2)] \\ \mathcal{H}_{eff} &= \frac{1}{8} [t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2)] \tau \rho \\ &\quad + \frac{1}{8} [t_2 (2x_2 + 1) - t_1 (2x_1 + 1)] (\tau_p \rho_p + \tau_n \rho_n) \\ \mathcal{H}_{fin} &= \frac{1}{32} [3t_1 (2 + x_1) - t_2 (2 + x_2)] (\nabla \rho)^2 \\ &\quad - \frac{1}{32} [3t_1 (2x_1 + 1) + t_2 (2x_2 + 1)] [(\nabla \rho_p)^2 + (\nabla \rho_n)^2] \\ \mathcal{H}_{so} &= \frac{1}{2} W_0 [\mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n] \\ \mathcal{H}_{sg} &= -\frac{1}{16} (t_1 x_1 + t_2 x_2) \mathbf{J}^2 + \frac{1}{16} (t_1 - t_2) [\mathbf{J}_p^2 + \mathbf{J}_n^2] \end{aligned} \quad (29)$$

Les densités totales sont définies comme $\rho = \rho_p + \rho_n$, $\tau = \tau_p + \tau_n$, $\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p$ et de même pour $\nabla \rho$. Les densités locales neutron et proton ($q = n, p$) sont définies comme :

$$\rho_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s} |\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)|^2 n_i^q \quad (30)$$

il en est de même pour les densités d'énergie cinétique :

$$\tau_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s} |\nabla \varphi_i^q(\mathbf{r}, s)|^2 n_i^q \quad (31)$$

et pour les densités de spin :

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s,s'} \varphi_i^{q*}(\mathbf{r}, s') \nabla \varphi_i^q(\mathbf{r}, s) \times \langle s' | \boldsymbol{\sigma} | s \rangle n_i^q \quad (32)$$

$\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)$ sont les fonctions d'onde de particules individuelles avec des nombres quantiques orbital, de spin et d'isospin i, s et q , respectivement, les n_i^q sont les nombres d'occupation de l'état i, s, q .

La construction exacte de cette fonctionnelle génère également des termes dépendant des densités vecteurs $\vec{\rho}_q(\mathbf{r})$ et $\vec{j}_q(\mathbf{r})$ [38,39]. Ces termes ne contribuent pas aux propriétés statiques des noyaux et sont omis dans l'expression (28),(29) pour des raisons de simplicité.

Les termes *non standards* (cf. eqs. (24),(25)) apportent des modifications au terme \mathcal{H}_3 et créent un terme supplémentaire \mathcal{H}_4 qui se mettent sous la forme :

$$\mathcal{H}_3 = \frac{1}{12} t_3 \left\{ (2 + x_3) \rho^\alpha \rho_n \rho_p + \frac{1}{8} (1 - x_3) \left[(2\rho_n)^{\alpha+2} + (2\rho_p)^{\alpha+2} \right] \right\} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_4 = & \frac{1}{32} t_4 (2 + x_4) \rho^\beta \left\{ (2\beta + 3) (\nabla \rho)^2 - (\nabla \rho_n)^2 - (\nabla \rho_p)^2 + 2\rho_n \nabla^2 \rho_n + 2\rho_p \nabla^2 \rho_p \right\} \\ & + \frac{1}{32} t_4 (1 - x_4) \left\{ (2\rho_n)^\beta \left[(2\beta + 3) (\nabla \rho_n)^2 + 2\mathbf{J}_n^2 \right] + (2\rho_p)^\beta \left[(2\beta + 3) (\nabla \rho_p)^2 + 2\mathbf{J}_p^2 \right] \right\} \\ & - \frac{1}{8} t_4 x_4 \rho^\beta \mathbf{J}_n \mathbf{J}_p \\ & + \frac{1}{8} t_4 \left\{ (2 + x_4) \rho^\beta (\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + \frac{1}{2} (1 - x_4) \left[(2\rho_n)^{\beta+1} \tau_n + (2\rho_p)^{\beta+1} \tau_p \right] \right\} \end{aligned} \quad (34)$$

Depuis les premières paramétrisations de Vautherin-Brink [29], la plupart des auteurs ont exigé une bonne description des propriétés des états fondamentaux (énergies et rayons) des noyaux [34,40]. Après ces premières investigations, il est apparu indispensable de prendre en compte un certain nombre de données expérimentales nouvelles concernant le fluide nucléaire. C'est ainsi que de nouvelles paramétrisations ont été construites pour décrire les propriétés des états excités des noyaux [36,37,41,42], les résonances géantes [37,43], les barrières de fission dans la région des actinides [44-46], les distributions de charge des noyaux sphériques [36], les déplacements d'énergie coulombienne [47,48], les propriétés des étoiles à neutrons [32,49], les corrélations d'appariement dans un traitement de type Hartree-Fock-Bogolyubov [50], approche qui vient d'être récemment utilisée pour étudier les lignes d'instabilité (*drip lines*) neutron et proton [51]. Des travaux plus spécifiques ont porté sur les instabilités de spin ou d'isospin de certaines paramétrisations en s'intéressant aux paramètres de Landau-Migdal [52,53] ou en élaborant des conditions particulières [54]. Des ajustements systématiques ont également été réalisés dans le but d'étudier les corrélations qui existent dans les états fondamentaux des noyaux [55,56]. Sans être exhaustive cette liste traduit bien la facilité avec laquelle on peut s'adapter à des conditions d'études particulières en utilisant ce type d'interaction effective de portée nulle.

Une revue synthétique voire même critique de toutes ces paramétrisations (cf. Tables 1 pour les forces qui seront utilisées dans le texte) serait fastidieuse et probablement inutile. Au moment où l'on s'intéresse de plus en plus aux noyaux dans des conditions extrêmes de déformation ou d'isospin, conditions de plus en plus proche de l'instabilité du milieu nucléaire, il est plus fondamental de se poser la question de savoir si, parmi toutes ces interactions, certaines sont capables d'apporter des informations prédictives fiables dans de telles conditions. Pour cela nous allons présenter une procédure possible, qui va nous permettre d'avancer pas à pas dans la détermination des paramètres de l'interaction, avec le souci permanent de répondre à la question : Quels sont les ingrédients simples, propriétés du fluide nucléaire, qu'il faudrait contraindre pour étudier ces conditions extrêmes?

Si on peut se poser la question de la réalité physique d'une telle force NN de portée nulle, on doit se souvenir de quelques raisons majeures justifiant ce choix :

- Vautherin et Brink [29] ont, il faut le rappeler, démontré qu'avec une forme aussi simple on peut correctement reproduire énergies de liaison et rayons à travers la table des noyaux.
- La forme mathématique très simple permet d'une part la construction d'une fonctionnelle pour l'énergie totale d'un noyau mais permet également des calculs Hartree-Fock (HF) très aisés dans l'espace $\{\mathbf{r}\}$ de configuration, le champ HF à un corps prenant lui aussi une forme remarquablement simple.
- L'argument le plus fort est certainement dû aux travaux de Negele et Vautherin [57] qui ont établi une connection entre les forces NN réalistes et ce type d'interaction phénoménologique. Leur raisonnement est basé sur une approximation de densité locale (LDA)[†] de la matrice G dérivée d'une force NN réaliste.

[†]on calcule la matrice G à chaque valeur $\rho(\mathbf{R})$ comme si le noyau, localement autour de \mathbf{R} , était un morceau de matière nucléaire de densité ρ . Les relations *type matière nucléaire infinie* demeurent vraies avec une dépendance en \mathbf{R} , $\rho(\mathbf{R}) = (2/3\pi^2)^{2/3} k_F^3(\mathbf{R})$.

La matrice réaction obtenue exhibe une dépendance vis-à-vis de la matrice densité dont on peut faire un développement (DME). On obtient ainsi une fonctionnelle $H\{\rho(\mathbf{r}), \nabla \rho(\mathbf{r}), \tau(\mathbf{r})\}$ des densités locales ρ, τ pour la densité d'énergie d'un noyau. Cette fonctionnelle suggère tous les termes présents dans l'eq. (29), dont la dépendance en densité et y compris les termes *non standards*. Cette justification microscopique peut d'ailleurs être utilisée pour obtenir une première évaluation des divers paramètres de la force de Skyrme [57] en particulier pour montrer l'utilité des termes *non standards* [36].

TABLE II. Paramètres des forces de Skyrme utilisées dans le texte.

Force	SIH [40]	SGII [52]	SkM [43]	SkM* [46]	RATP [49]	SkP [50]
t_0 (MeV fm ³)	-1128.75	-2645.00	-2645.00	-2645.00	-2160.00	-2931.70
t_1 (MeV fm ⁵)	395.00	340.00	385.00	410.00	513.00	320.62
t_2 (MeV fm ⁵)	-95.00	-41.90	-120.00	-135.00	121.00	-337.41
t_3 (MeV fm ^{3+3σ})	14000.00	15595.00	15595.00	15595.00	11600.00	18708.97
x_0	0.450	0.09000	0.090	0.090	0.418	0.29215
x_1	0.000	-0.05880	0.000	0.000	-0.360	0.65318
x_2	0.000	1.42500	0.000	0.000	-2.290	-0.53732
x_3	1.000	0.06044	0.000	0.000	0.586	0.18103
σ	1	1/6	1/6	1/6	1/5	1/6
W_0 (MeV fm ⁵)	120.0	105.0	130.0	130.0	120.0	100.0

Force	T6 [45]	Ska [34]	SLy4	SLy5	SLy6	SLy7
t_0 (MeV fm ³)	-1794.20	-1602.78	-2488.91	-2484.88	-2479.50	-2482.41
t_1 (MeV fm ⁵)	294.00	570.88	486.82	483.13	462.18	457.97
t_2 (MeV fm ⁵)	-294.00	-67.70	-546.39	-549.40	-448.61	-419.85
t_3 (MeV fm ^{3+3σ})	12817.00	8000.00	13777.0	13757.0	13673.0	13677.0
x_0	0.392	-0.020	0.834	0.778	0.825	0.846
x_1	-0.500	0.000	-0.344	-0.328	-0.465	-0.511
x_2	-0.500	0.000	-1.000	-1.000	-1.000	-1.000
x_3	0.500	-0.286	1.354	1.267	1.355	1.391
σ	1/3	1/3	1/6	1/6	1/6	1/6
W_0 (MeV fm ⁵)	107.0	125.0	123.0	126.0	122.0	126.0

IV. LA CONSTRUCTION D'UNE INTERACTION EFFECTIVE DE TYPE SKYRME

A. La matière nucléaire infinie symétrique

La matière nucléaire infinie symétrique est un système idéal composé de nucléons dont on peut résumer les principales propriétés :

- $N = Z$, neutrons et protons en nombre égal,
- milieu infini sans surface,
- pas d'interaction coulombienne entre les protons,
- pas de corrélations d'appariement entre les nucléons,
- milieu invariant par translation, les fonctions d'onde y sont des ondes planes.
- milieu de densité constante ρ_0 à l'équilibre.

On est en présence d'un gaz de Fermi dont le moment de Fermi est fixé par la densité ρ_0 (cf. Appendice A). Théoriquement et à partir d'une interaction NN, on peut calculer l'énergie par nucléon de cette matière nucléaire infinie en fonction de la densité ρ (cf. Figure 2) et la densité ρ_0 de saturation apparaît naturellement comme la densité d'équilibre. Il faut souligner que ce mécanisme de saturation est subtil, la présence d'un coeur dur est en particulier fondamentale pour assurer cet équilibre. On peut montrer en effet facilement qu'un potentiel à deux corps purement attractif ne donne pas de saturation pour un système de nucléons [58,59].

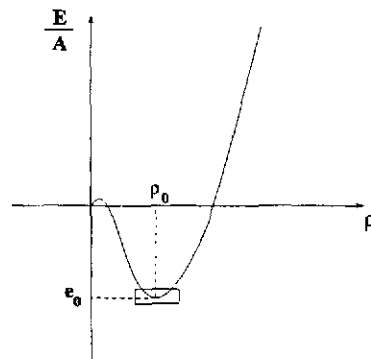


FIG. 2. Energie par nucléon d'une matière nucléaire infinie symétrique.

Les premiers tests d'une interaction NN sont usuellement faits dans ce fluide nucléaire idéal comme cela a été vu au §2.1.2 et il est donc naturel d'essayer d'ajuster les paramètres d'une interaction effective phénoménologique sur les propriétés d'un tel milieu. Dans le cas d'une interaction de Skyrme, cela devient particulièrement aisé puisque la fonctionnelle (28, 29) va générer des expressions très simples de ces propriétés.

1. La densité nucléaire à la saturation.

La diffusion élastique d'électrons sur les noyaux fournit des informations fondamentales sur les distributions de charge [60] et en utilisant le facteur de forme du proton, dont la distribution de charge n'est pas uniforme, on peut extraire la distribution de protons puis la distribution de neutrons au moyen de modèles nucléaires simples. On constate que la densité totale de matière au centre des noyaux lourds et quasiment constante, indépendante du noyau. Pour un système symétrique ($N = Z$) cette densité est donnée dans l'encadré ci-dessous. On en conclue généralement que la densité de nucléons sature à la densité ρ_0 et le concept de *matière nucléaire infinie* trouve ici toute sa justification : Le coeur des noyaux suffisamment lourds, insensible au nombre total de nucléons que contient le noyau se comporte comme un milieu infini.

$$\rho_0 = 0.16 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3} \quad ; \quad \frac{E}{A}(\rho_0) = -16 \pm 0.2 \text{ MeV}$$

2. L'énergie de volume.

Aux effets de couches près, la formule de masse semi-empirique de Bethe-Weizsäcker donne une excellente approximation des énergies de liaison expérimentales des noyaux. Ce succès est un des supports fondamentaux des modèles de type goutte liquide qui écrivent l'énergie par nucléon d'un noyau (N, Z) de masse A et d'asymétrie $I = (N - Z)/A$ comme un développement :

$$\frac{E}{A} = a_v + a_I I^2 + a_s A^{-1/3} + a_{I_s} I^2 A^{-1/3} + a_c A^{-2/3} + a_{coul} Z^2 A^{-4/3} + \dots \quad (35)$$

Sans entrer ici dans les diverses approximations qui différencient les modèles de la goutte liquide (LDM) ou de la gouttelette (*droplet model* DM), rappelons que les analyses les plus récentes [61,62] des masses expérimentales faites par Möller, Myers et Swiatecki permettent de fixer le coefficient a_v (cf. encadré §3.1.1), coefficient qui correspond à la définition de l'énergie de liaison par nucléon dans une matière nucléaire infinie symétrique.

Dans la cas d'une force de Skyrme, la fonctionnelle (28, 29) fournit une expression analytique pour a_v en éliminant tous les termes de surface, de spin-orbite et en posant $\rho_n = \rho_p = \frac{\rho}{2}$:

$$\frac{E}{A}(\rho) = \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} + \frac{3}{8} t_0 \rho + \frac{3}{80} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \left[3t_1 + t_2 (5 + 4x_2) \right] \rho^{5/3} + \frac{1}{16} t_3 \rho^{\alpha+1} \quad (36)$$

expression que l'on peut réécrire aisément en fonction des coefficients $A, B, C,$ et D qui ne dépendent que des paramètres de la force :

$$\frac{E}{A}(\rho) = A\rho^{2/3} + B\rho + C\rho^{5/3} + D\rho^{\alpha+1} \quad (37)$$

La pression s'écrit comme :

$$P(\rho) = \rho^2 \frac{d}{d\rho} \left(\frac{E}{A}(\rho) \right) = \rho \left\{ \frac{2}{3} A \rho^{-1/3} + B + \frac{5}{3} C \rho^{2/3} + D(\alpha+1) \rho^{\alpha} \right\} \quad (38)$$

et l'équilibre à la densité de saturation ρ_0 satisfait l'équation :

$$P = \rho_0 \left(\frac{d}{d\rho} \frac{E}{A}(\rho) \right)_{\rho=\rho_0} = 0 \quad (39)$$

On s'aperçoit que deux paramètres pourront être déterminés à partir des deux équations (36) et (38) et des valeurs empiriques (cf. encadré §3.1.1) du point de saturation de la matière nucléaire infinie symétrique.

3. Le coefficient d'incompressibilité.

Le coefficient d'incompressibilité est relié à la courbure au point de saturation de la fonction $\frac{E}{A}(\rho)$ (eq. (36)) (cf. Appendice A). Coefficient fondamental aux basses densités puisque relié à la dureté de l'équation d'état nucléaire, il l'est aussi aux hautes densités où certaines forces peuvent souvent violer le principe de causalité [63] (cf. Appendice A). Pour une force de Skyrme il s'exprime simplement :

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left(\frac{d^2}{d\rho^2} e(\rho) \right)_{\rho=\rho_0} = -2A\rho_0^{2/3} + 10C\rho_0^{5/3} + 9D\alpha(\alpha+1)\rho_0^{\alpha+1} \quad (40)$$

Ce coefficient est resté longtemps très mal connu ($K_\infty \approx 300 \pm 100 \text{ MeV}$) tant que son approche expérimentale était tentée à l'aide de masses, de rayons nucléaires ou d'une manière générale de propriétés statiques des noyaux [64]. Il en existe désormais de multiples évaluations mais leur interprétation reste toujours délicate puisque la plupart des mesures expérimentales concernent des noyaux et non ce milieu idéal qu'est la matière nucléaire infinie. Dans le cadre d'une étude microscopique (calculs Hartree-Fock plus approximation RPA des phases aléatoires) de la résonance géante monopolaire (E0; T=0 GMR), J.P. Blaizot [65] a pu extraire une valeur fiable de ce coefficient :

$$\boxed{K_\infty = 210 \pm 30 \text{ MeV}}$$

Depuis cette évaluation de multiples extractions ont été faites à partir de données très diverses [64] et il convient d'en dresser un bilan synthétique et critique.

Remarque 1. Les résultats issus d'analyses de propriétés de supernovae [64] doivent être pris avec prudence, la notion de surface dans ce type de milieu n'étant jamais prise en compte. C'est également le cas des valeurs que l'on peut extraire des règles de sommes de la théorie de Landau-Migdal pour les liquides de Fermi. D'une manière générale les coefficients extraits sont souvent affectés d'incertitudes très importantes pour cette raison.

Remarque 2. Les analyses du mouvement collectif transverse pour des collisions entre ions lourds, pour des énergies incidentes inférieures à $100 \text{ MeV}/A$, n'infirmant pas cette valeur de K_∞ associée à une masse effective $\frac{m^*}{m} \simeq 0.8$. Deux raisons essentielles montrent qu'il est difficile d'aller plus loin dans cette affirmation : i) lorsque l'énergie incidente augmente, les collisions à 2 corps deviennent prépondérantes et les signatures que l'on peut extraire pour l'équation d'état nucléaire deviennent rapidement floues; ii) la notion même d'équation d'état doit être considérée prudemment dans ces expériences : en effet, elle concerne des systèmes équilibrés et en ce sens, le temps auquel on construit ce flot collectif doit être soigneusement choisi [66].

Remarque 3. L'extraction expérimentale du coefficient K_∞ à partir des énergies de la résonance géante monopolaire $E0;T=0$ (GMR), passe par la relation :

$$K_A = \frac{m}{\hbar^2} \langle r^2 \rangle E_{GMR}^2$$

où $\langle r^2 \rangle$ est le *r.m.s.* du noyau. Le coefficient K_∞ est alors extrait à l'aide d'un développement de type goutte liquide du coefficient K_A d'un noyau :

$$K_A = K_\infty + K_s A^{-1/3} + K_c A^{-2/3} + K_I I^2 + K_{I_s} I^2 A^{-1/3} + K_{coul} Z^2 A^{-4/3} + \dots \quad (41)$$

Les divers coefficients K_j de (41) sont déterminés par ajustement des énergies expérimentales dont on dispose, soit environ une cinquantaine de valeurs à l'heure actuelle. Sachant qu'on ne peut en aucun cas négliger un des termes du développement (41) et que les meilleurs ajustements des coefficients de la relation (35) pour les masses des noyaux reposent sur environ 1600 masses expérimentales, on mesure l'incertitude qui peut demeurer sur le coefficient K_∞ . Ce problème a généré dans le passé des valeurs de K_∞ sans réelle signification [67]. J.M. Pearson [68] a montré qu'il existait de très fortes corrélations entre les divers K_j qui rendent très difficile une détermination unique de K_∞ . Dans le cadre d'une étude critique de cette procédure, Shlomo et Youngblood [69] ont récemment réanalysé toutes les données disponibles en 1993 pour conclure que l'on ne pouvait pas attendre une meilleure valeur que $K_\infty = 200 \div 350 \text{ MeV}$.

Remarque 3. La seule détermination fiable est indirecte. Il faut faire un calcul microscopique (RPA ou HF plus règles de somme [70]) ou semi-classique (règles de somme [71]). Ce type de calcul est basé sur une modélisation du mode $E0;T=0$ sous la forme d'une compression radiale (*scaling*) où la densité est modifiée radialement comme :

$$\rho(\mathbf{r}) \rightarrow \lambda^3 \rho(\lambda r) \quad (42)$$

le coefficient K_A est alors obtenu comme :

$$K_A = \left. \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \rho(\lambda) \right|_{\lambda=1} = \frac{m}{\hbar^2} \langle r^2 \rangle E^2(E0;T=0) \quad (43)$$

Les densités sont calculées microscopiquement à l'aide d'une interaction effective donnée (qui possède entre autres propriétés un K_∞ donné) et les énergies du mode $E0;T=0$ obtenues sont reproduites sur la Figure 3 pour quelques interactions effectives montrant ainsi clairement le caractère sélectif de ce mode géant vis-à-vis d'une force effective. Le désaccord général observé pour les noyaux légers est à mettre au passif de l'approximation (42), un seul mode de volume ne suffisant pas en rendre compte des résultats expérimentaux. Un *scaling* plus sophistiqué doit être utilisé en couplant un mode de volume à un mode de surface, couplage réalisé avec succès par Gleissl *et al.* [71] (cf. Figure 4). Même si cette approximation du *scaling* doit être utilisée prudemment à cause des erreurs systématiques qu'elle peut générer sur les modes à haute énergie d'excitation [72], il n'y a pas à l'heure actuelle d'argument fondamental permettant de remettre en cause l'analyse de Blaizot [65] et la valeur de K_∞ de l'encadré ci-dessus. Rappelons que dans cet esprit, Gleissl *et al.* [71] et plus récemment Farine *et al.* [32] ont analysé tous les résultats expérimentaux disponibles pour confirmer la valeur de Blaizot.

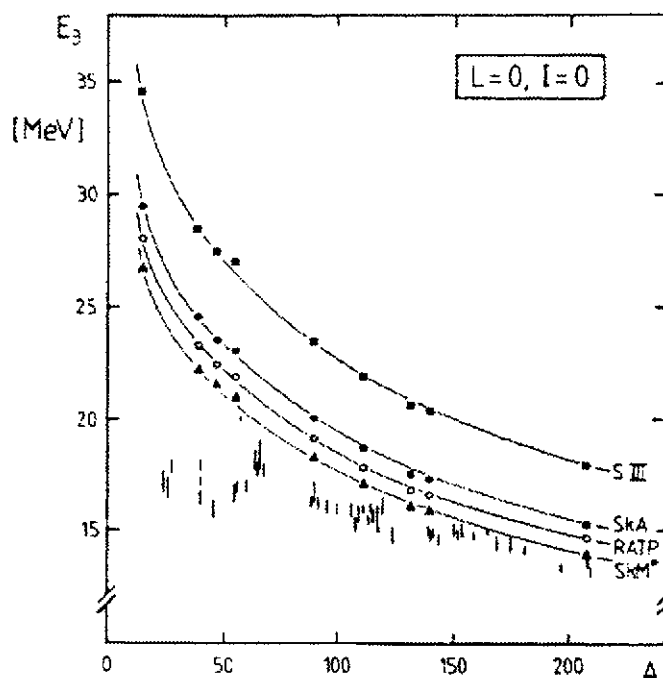


FIG. 3. Energies (en MeV) du mode géant monopolaire isoscalaire $E_0; T=0$ (GMR) obtenues avec quatre forces différentes comparées aux énergies expérimentales [73] (représentées avec leurs erreurs).

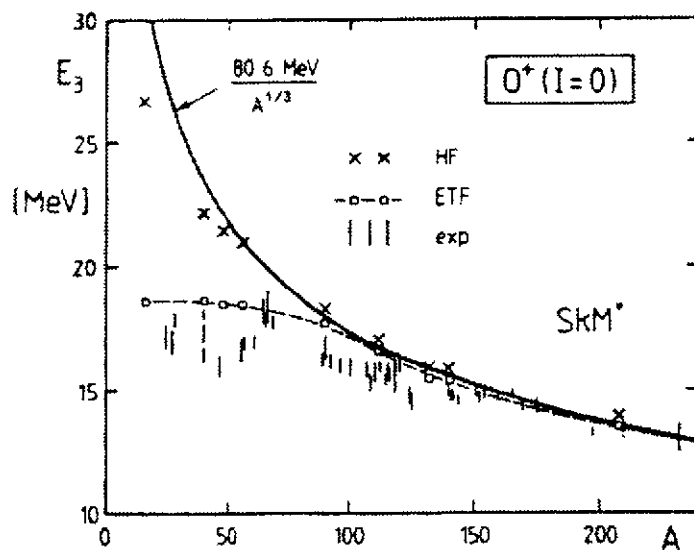


FIG. 4. Energies du mode $E_0; T=0$ (GMR) obtenues avec la force SkM^* . Croix : énergies E_3 HF comme dans la Figure 3. Carrés : énergies de l'état le plus bas dans un "scaling" à 2 dimensions. Les points expérimentaux sont les mêmes que dans la Figure 3. Trait plein : ajustement de type LDM proportionnel à $A^{-1/3}$.

4. La masse effective isoscalaire.

L'énergie d'une particule individuelle de moment \mathbf{p} dans la matière nucléaire infinie s'écrit :

$$\varepsilon_p = \frac{\mathbf{p}}{2m} + \Sigma(\mathbf{p}, \varepsilon_p) = \frac{\mathbf{p}}{2m^*} \quad (44)$$

Cette équation auto-cohérente pour ε_p contient un premier terme d'énergie cinétique et un second terme de *self-énergie* résultant de l'interaction de la particule avec le milieu. Cette énergie peut aisément être réécrite comme l'énergie cinétique d'une particule libre mais *affectée* d'une masse effective m^* qui s'exprime alors comme :

$$\frac{m^*}{m} = \frac{m}{p} \frac{d\varepsilon_p}{dp} \quad (45)$$

Dans les noyaux finis cette masse effective joue un rôle important sur la densité de niveaux à la surface de Fermi, ce qui donne une valeur d'environ $1.1 \div 1.2$ pour les états près du niveau de Fermi [74,75], tandis que les états plus profonds tendent à préférer une valeur plus faible. En prenant en compte les évaluations issues des résonances géantes quadrupolaires isoscalaires E2; T=0 [65] on peut avancer une valeur de :

$$\boxed{\frac{m^*}{m} = 0.8 \div 0.9}$$

Dans la fonctionnelle de Skyrme (eq. (29)), la masse effective est extraite en rassemblant les termes en $\rho\sigma$, mettant en évidence une dépendance vis-à-vis de la non-localité de la force soit :

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \tau_q = \tau_q \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{8} \rho \left[t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right] + \frac{1}{8} \rho_q \left[t_2 (1 + 2x_2) - t_1 (1 + 2x_1) \right] \right\} \quad (46)$$

ce qui devient dans la matière nucléaire infinie symétrique où $\rho_p = \rho_n = \rho/2$:

$$\left(\frac{m^*}{m} \right)^{-1} = 1 + \frac{1}{8} \frac{m}{\hbar^2} \rho \left[3t_1 + (5 + 4x_2) \right] \quad (47)$$

A partir des données isoscalaires que l'on vient de discuter, on voit déjà se dessiner un début de protocole de détermination des paramètres de la force effective [76] :

$$\boxed{\rho_0 \quad \frac{E}{A} \quad K_\infty \quad \frac{m^*}{m} \quad \longrightarrow \quad t_0 \quad t_3 \quad \alpha \quad 3t_1 + t_2 (5 + 4x_2)}$$

La combinaison de paramètres $3t_1 + t_2 (5 + 4x_2)$ peut être gardée en l'état avant la prise en compte d'autres données, cette combinaison étant quasiment insensible aux quantités autre que la masse effective $\frac{m^*}{m}$. La Figure 5 montre la forte corrélation qui existe entre K_∞ et la masse effective $\frac{m^*}{m}$. La Figure 6 montre la corrélation entre K_∞ et la densité à l'équilibre ρ_0 pour deux valeurs de l'asymétrie neutron-proton I . Ces deux figures montrent à l'évidence les très fortes corrélations qui vont exister entre les divers coefficients de l'interaction effective, relativiste ou non relativiste. La Figure 6 montre en outre que ces corrélations peuvent évoluer très différemment d'une force à l'autre donnant éventuellement une possibilité de choix si on est capable d'approcher expérimentalement les quantités K_∞ ou ρ_0 pour de fortes asymétries I .

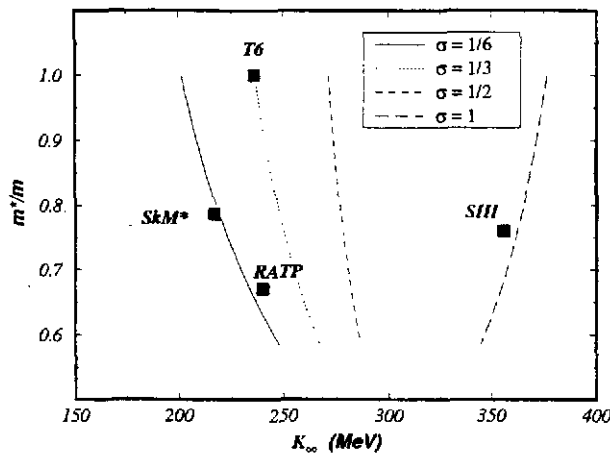


FIG. 5. Corrélations entre le coefficient d'incompressibilité K_∞ et la masse effective $\frac{m^*}{m}$ pour diverses valeurs du paramètre α gouvernant la dépendance en densité de la force. Ces abaques sont tracées pour une densité à l'équilibre $\rho_0 = 0.16 \text{ Fm}^{-3}$ et une énergie de liaison par nucléon $\frac{E}{A} = 16 \text{ MeV}$.

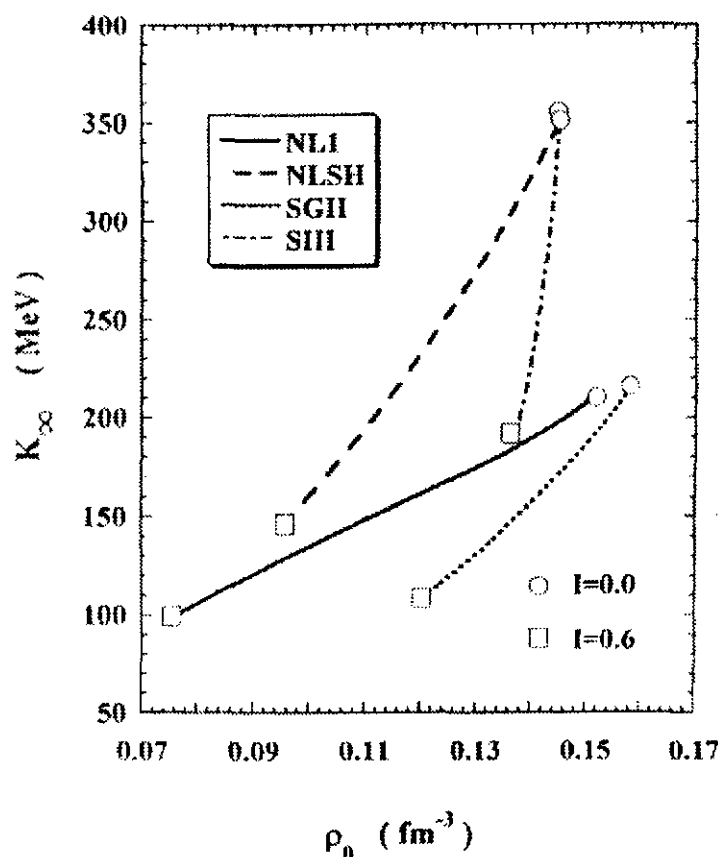


FIG. 6. Corrélations entre le coefficient d'incompressibilité K_{∞} et la densité à l'équilibre ρ_0 pour diverses interactions effectives relativistes (NL1, NLSH) ou non relativiste (SGII, SIII). Cette corrélation est tracée pour deux valeurs de l'asymétrie neutron-proton I .

B. La matière nucléaire infinie asymétrique

L'étude des noyaux très loin de la vallée de stabilité, en particulier ceux proches de la *drip line* neutron nous imposent maintenant de savoir si l'on peut intégrer dans cette procédure des propriétés caractéristiques d'une matière nucléaire asymétrique $I \neq 0$. A partir de la fonctionnelle de Skyrme (cf. eqs. (28, 29)), il est relativement aisé de construire l'expression de l'énergie d'une matière nucléaire infinie asymétrique. Les densités de neutrons et de protons deviennent des fonctions de la densité totale ρ et d'un paramètre d'asymétrie neutron-proton Y_e ou $I = 1 - 2Y_e$ comme $\rho_n = \rho(1 - Y_e) = \rho(1 + I)/2$ et $\rho_p = \rho Y_e = \rho(1 - I)/2$ avec :

$$\text{matière nucléaire symétrique } \frac{1}{2} \geq Y_e = \frac{Z}{A} \geq 0 \text{ matière de neutrons}$$

$$\text{ibid. } 0 \leq I = \frac{N-Z}{A} \leq \text{ibid.}$$

$$\begin{aligned} \frac{E}{A}(Y_e \text{ ou } I; \rho) &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} F_{5/3} \\ &+ \frac{1}{8} t_0 \rho \left[2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1) F_2 \right] + \frac{1}{48} t_3 \rho^{\alpha+1} \left[2(x_3 + 2) - (2x_3 + 1) F_2 \right] \\ &+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} \left\{ \left[t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2) \right] F_{5/3} \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \left[t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1) \right] F_{3/3} \right\} \end{aligned} \quad (48)$$

avec la définition des facteurs d'asymétrie :

$$F_m(Y_e) = 2^{m-1} \left[Y_e^m + (1 - Y_e)^m \right] \quad , \quad F_m(I) = \frac{1}{2} \left[(1 + I)^m + (1 - I)^m \right]$$

La Figure 7 donne l'évolution de l'énergie par particule de cette matière infinie asymétrique en fonction de la densité ρ et pour quelques valeurs du paramètre d'asymétrie allant de la matière symétrique $Y_e = \frac{1}{2}$, $I = 0$ à la matière de neutrons $Y_e = 0$, $I = 1$.

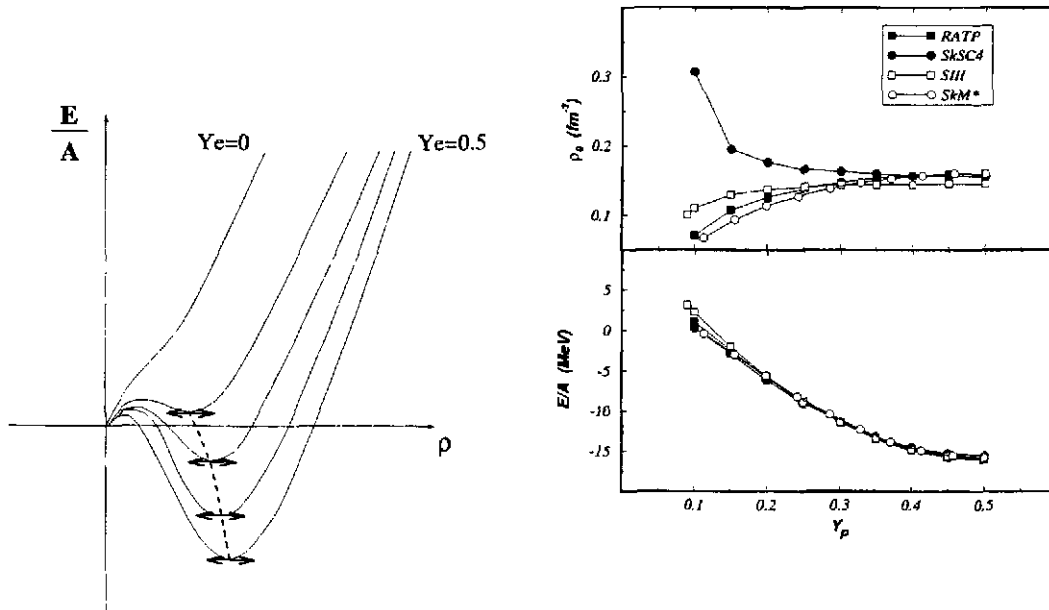


FIG. 7. Partie gauche : énergie par nucléon dans la matière nucléaire infinie asymétrique en fonction de la densité ρ . Les énergies sont tracées pour diverses valeurs de Y_e entre $Y_e = \frac{1}{2}$ et $Y_e = 0$. Partie droite : évolution de l'énergie par nucléon et de la densité au point de saturation en fonction de $Y_p = Z/A$ pour diverses interactions de Skyrme.

L'évolution de $\frac{E}{A}$ en fonction de Y_e est relativement mal connue, bien qu'il existe des essais de calculs de type Brueckner-Hartree-Fock pour une matière asymétrique [77,78] qui montrent par exemple que l'on doit s'attendre à un adoucissement de l'équation d'état avec Y_e [79]. Cet effet apparaît clairement sur la Table III, qui donne les valeurs du coefficient d'incompressibilité à l'équilibre pour $Y_e = \frac{1}{3}$.

TABLE III. Coefficients $K_{eq}(Y_e = 1/3)$ (en MeV) pour quelques forces de Skyrme et pour le potentiel de Paris [79]. Les valeurs de K_∞ (en MeV) sont données pour comparaison.

	SIII	SGII	SkM*	RATP	T6	SLy4	Paris
K_∞	356	215	217	240	236	230	185
$K_{eq}(Y_e = 1/3)$	305	181	173	202	198	182	143

Si cet adoucissement est une caractéristique importante, une autre propriété est l'évolution de la densité d'équilibre avec l'asymétrie Y_e , sachant que l'on doit naturellement aller vers sa disparition puisqu'aucune saturation n'apparaît pour la matière de neutrons. La Figure 7 montre, pour des forces de Skyrme très différentes, que si l'énergie à la saturation ne change quasiment pas, on peut constater des variations importantes dans les comportements des densités en fonction de Y_e . Pour mieux comprendre la portée de ces différences, il faut rappeler que si la zone des faibles densités ($\approx 0.1 \text{ fm}^{-3}$) n'est intéressante que pour l'étude de la croûte des étoiles à neutrons, la zone $0.3 \leq Y_e \leq 0.5$ concerne les noyaux riches en neutrons, la *drip line* neutron devant être voisine de $Y_e = 0.3$.

1. L'énergie de symétrie.

L'étude d'une matière nucléaire asymétrique $I = \frac{(N-Z)}{A} \neq 0$ donne des renseignements sur le coefficient a_I du développement (35). Les analyses expérimentales de Möller, Myers et Swiatecki [61,62] donnent la valeur de l'encadré ci-dessous avec une incertitude qui intègre d'une part plusieurs déterminations du coefficient a_I (augmentation du nombre de masses expérimentales prises en compte) et d'autre part les différences que l'on observe entre les analyses type LDM ou DM ($a_I = 30.8 \text{ MeV}$ et $J = 32.7 \text{ MeV}$ respectivement), avec une légère préférence pour la valeur type DM, puisque ce modèle offre une meilleure description des effets de surface.

$$a_I = 32.5 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

Cette énergie de symétrie peut-être déduite simplement de l'eq. (48) comme :

$$a_{sym} = \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dI^2} \frac{E}{A} (\rho) \Big|_{I=0} = \ell \rho^{\frac{2}{3}} + n \rho + p \rho^{\frac{5}{3}} + q \rho^{\alpha+1} \quad (49)$$

avec les définitions :

$$\begin{aligned} \ell &= \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}}, & n &= -\frac{1}{8} t_0 (2x_0 + 1), & q &= -\frac{1}{48} t_3 (2x_3 + 1) \\ p &= -\frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \left[3t_1 x_1 - t_2 (4 + 5x_2) \right] \end{aligned} \quad (50)$$

Les coefficients L et K_I peuvent également être déduits de l'eq. (48) (cf. Appendice C) mais malheureusement leur détermination *expérimentale*, qui passe à nouveau par des développements de type goutte liquide, restent très aléatoires (cf. discussion sur l'extraction de K_∞).

Pour notre protocole de construction d'une force de Skyrme, cette énergie de symétrie fait intervenir, outre les paramètres t_0, t_3, α , trois nouvelles quantités x_0, x_3 et une combinaison $3t_1 x_1 - t_2 (5 + 4x_2)$.

2. La matière de neutrons.

À partir d'hamiltoniens réalistes incluant des termes à deux et trois corps, il existe des calculs variationnels donnant accès à des équations d'état relativement sophistiquées [14,80] pour une matière pure en neutrons. Incluant diverses paramétrisations pour des zones particulières de densités (équation d'état de Bethe et Pethick [81] aux très basses densités, description de Negele et Vautherin [82] pour les densités subnucléaires plus une matière faite uniquement de neutrons pour des densités supérieures à 0.1 fm^3), ces équations rendent bien compte des masses des étoiles à neutrons de masses voisines de $1.44 M_\odot$ [83].

L'expression (eq. (48)) écrite pour $Y_e = 0$ (ou $I = 1$) donne l'énergie par particule d'une matière infinie composée uniquement de neutrons ($F_m(Y_e = 0) = F_m(I = 1) = 2^{m-1}$) :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A}(Y_e = 0, \text{ ou } I = 1; \rho) &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} + \frac{1}{4} \rho t_0 (1 - x_0) \\ &+ \frac{1}{24} \rho^{\alpha+1} t_3 (1 - x_3) + \frac{3}{40} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} [t_1 (1 - x_1) + 3t_2 (1 + x_2)] \end{aligned} \quad (51)$$

Pour notre protocole, cette énergie fait intervenir les mêmes paramètres x_0, x_3 et une nouvelle combinaison $t_1 (1 - x_1) + 3t_2 (1 + x_2)$.

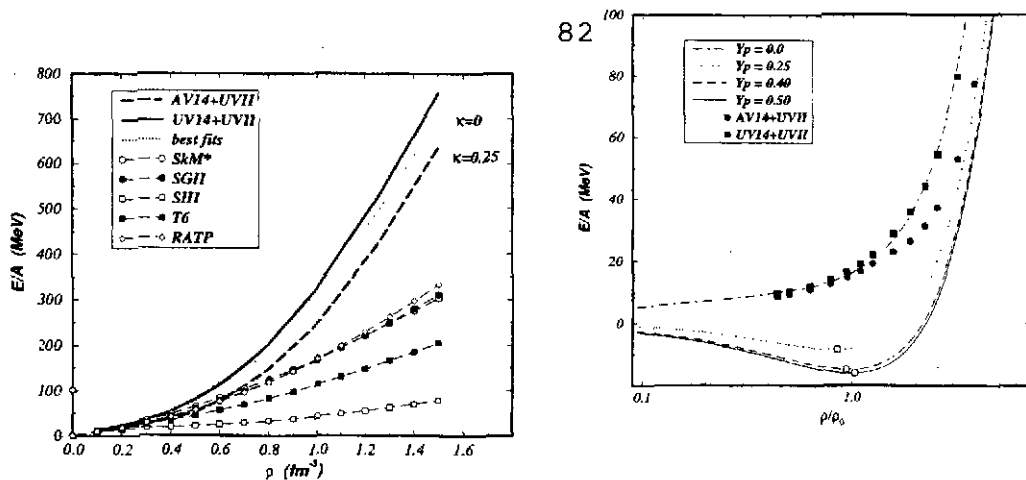


FIG. 8. Partie gauche : énergie par particule (en MeV) dans la matière de neutrons en fonction de la densité ρ pour diverses forces de Skyrme comparées aux deux modèles réalistes de Wiringa *et al.*. Partie droite : énergie par particule (en MeV) dans la matière nucléaire asymétrique pour diverses valeurs de $Y_p = Z/A$. Deux forces de Skyrme de type SLy sont considérées avec des facteurs κ différents.

Certains auteurs ont déjà regardé la possibilité de reproduire ces équations d'état [84,85] ou de reproduire un ou plusieurs points particuliers, parallèlement aux propriétés nucléaires habituelles [32,49]. La Figure 8 montre pour comparaison comment les forces de Skyrme usuelles reproduisent l'équation d'état de Friedmann et Pandharipande [14] avec, pour certaines paramétrisations, un effondrement qui apparaît à des densités relativement basses.

Pour s'affranchir des difficultés que l'on peut rencontrer en cherchant à ajuster des forces utilisant des termes *non standards*, essentiellement pour s'affranchir d'un effondrement à des densités voisines de $2\rho_0$ [32,36,37], une possibilité est d'ajuster la totalité de l'équation d'état d'une matière purement neutronique. En imposant une précision de départ d'environ 5% on pourra *relâcher* cette précision aux très grandes densités, pour décrire les propriétés des noyaux.

Les courbes $\frac{E}{A}(Y_e, \rho)$ qui sont tracées sur la Figure 8 (partie droite) sont obtenues avec la force SLy4 où l'on a ajusté, entre autres propriétés, l'équation d'état de Wiringa *et al.* [80] pour la matière de neutrons.

C. La matière nucléaire semi-infinie : l'énergie de surface

Il est relativement simple de réaliser un modèle de matière nucléaire semi-infinie, pour avoir accès au coefficient a_s de la formule de masse (35). Considérée comme constante selon deux axes, la densité nucléaire est modélisée par une fonction de Fermi avec une épaisseur de surface α le long de l'axe perpendiculaire à la surface qui est supposée infinie.

L'énergie de surface est alors simplement écrite selon l'eq. (52) et minimisée par rapport à ρ_0 et α .

$$a_s = 4\pi r_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \mathcal{H}[\rho(x)] - a_v \rho(x) \right\} dx \quad (52)$$

avec $a_v = \mathcal{H}(\rho_0)/\rho_0$ et $r_0 = (\frac{4}{3}\pi\rho_0)^{1/3}$.

De tels modèles simples ont été réalisés par plusieurs auteurs [86–89] et généralisés à une matière nucléaire asymétrique [89–91] pour avoir accès au coefficient :

$$\tilde{a}_s = a_s + a_{I_s} I^2 = J - \frac{9}{4} \frac{J^2}{Q} I^2 \quad (53)$$

où la seconde égalité fait apparaître les coefficients J et Q du modèle de la gouttelette (DM).

Pour une matière très asymétrique, la simplicité première du modèle doit être revue essentiellement en ce qui concerne le profil de Fermi, où une asymétrie de surface devient rapidement indispensable avec $I = (N - Z)/A$ [88,90]. Néanmoins, et même si de tels modèles simples surévaluent l'énergie de surface de 1 ou 2 MeV par rapport à un calcul de type Hartree-Fock, leur compacité permet de prendre en compte simplement cette quantité dans l'ajustement d'une force effective. Les énergies de surface obtenues [91] pour quelques forces

de Skyrme (cf. Table IV) sont très proches de celles extraites d'un calcul de type goutte liquide ($\simeq 20 \text{ MeV}$ (LDM), $\simeq 23 \text{ MeV}$ (DM)) en prenant en compte qu'il faut corriger ces dernières valeurs de la contribution du terme spin-orbite ($1.5 \div 2.0 \text{ MeV}$). Les nombreux auteurs qui ont développé de tels modèles [86-89,91] ont largement discuté comment on obtient des résultats très divers, parfois même incompatibles pour le coefficient a_{Is} , montrant à quel point on devient tributaire du modèle utilisé.

TABLE IV. Energies de surface a_s en MeV pour quelques forces de Skyrme.

SIII	Ska	SkM	SkM*	RATP	SLy4
17.8	18.7	16.7	16.0	19.0	16.67

Un approche réaliste de ce coefficient de surface consiste à raisonner de manière relative en considérant le lien étroit qui existe entre cette énergie de surface et les barrières de fission des noyaux lourds. Même si en valeur absolue, on ne reproduit pas exactement la bonne valeur de l'énergie de surface, surtout en partie à cause de l'approximation ETF, on a néanmoins un bon comportement en fonction de K_∞ ou de a_s [92]. On peut utiliser ces résultats comme test en se *calant* sur une force comme SkM^* dont on connaît le succès pour les barrières de fission des noyaux lourds. Expérimentalement, la structure des barrières de fission des actinides est relativement bien connue [116], les effets de couche dans cette région et leur influence sur ces barrières de fission le sont également [117]. Pour le noyau ^{240}Pu , la première barrière est légèrement triaxiale tandis que la seconde a une composante qui brise la symétrie droite-gauche (caractère octupolaire). Cette complexité du chemin de fission [118] rend difficile l'ajustement d'une force effective sur la simple hauteur d'une barrière de fission. Les calculs théoriques montrent en outre généralement que si la plupart des paramétrisations donnent les bonnes caractéristiques de la première barrière (position et hauteur), les différences apparaissent sur la seconde barrière [44,118]. La valeur de ces diverses contributions avec en outre celles dues à la projection des états intrinsèques a été évaluée [119] mais une philosophie plus simple (celle qui a fait le succès de la force SkM^*) consiste à étudier la composante semi-classique de la barrière de fission pour le noyau ^{240}Pu . Sachant que l'on dispose d'une procédure efficace pour prendre en compte à la *Strutinsky* les effets de couches à partir d'un calcul semi-classique [120,121], on pourra aisément retrouver la structure microscopique de la barrière de fission. Il existe certes d'autres relations : i) entre la hauteur de cette barrière et le coefficient K_∞ , une équation d'état dure donnant généralement une barrière plus haute [122]; ii) Tondeur a également établi une dépendance de la masse effective sur les oscillations de couches [123] qui semblent préférer une valeur proche de $\frac{m^*}{m} = 1.0$.

Néanmoins, le lien le plus direct est certainement celui existant entre la hauteur de barrière et l'énergie de surface \bar{a}_s de la force. Cette corrélation est évidente sur la Table V [91]. Si l'on prend comme référence la valeur de \bar{a}_s pour SkM^* (la structure microscopique de la barrière de fission est correcte, comparée à l'expérience [46]) on peut avancer l'hypothèse raisonnable que les forces qui auront une tension de surface identique auront des hauteurs des barrières comparables. Si cette corrélation se confirme, elle n'est pas le seul fait des forces de portée nulle puisqu'il existe le même effet pour les forces de portée finie de type *Gogny* [118] (les forces D1 et D1S avec des tensions de surface voisines de celles de SIII et SkM^* respectivement ont des hauteurs de barrières compatibles avec celles de SIII et SkM^*). On pourrait donc envisager, abstraction faite du modèle utilisé pour calculer \bar{a}_s , de prendre en compte la *valeur correcte de SkM^** dans un ajustement des paramètres de la force.

TABLE V. Barrières de fission (en MeV) et énergies de surface a_s en MeV pour quelques forces de Skyrme.

	a_s	E(barrière)	E(2nd min)	
SIII	17.8			
SLy4	16.67	11.6	5.1	\approx D1
SkM*	16.00	10.4	3.2	\approx D1S
SLy7	15.80	9.9	3.0	
expt (a)			\approx 2.6	

D. Autres quantités importantes

1. La masse effective isovectorielle ou le facteur d'accélération de la résonance géante dipolaire isovectorielle.

La résonance géante dipolaire isovectorielle $E1; T=1$ fournit également un bon test direct de partie non-locale de la force effective. La règle de somme m_1 [70,71] est en effet directement accessible expérimentalement par réactions de photoabsorption sur les noyaux :

$$m_1 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\hbar c}{e^2} \int \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{NZ}{A} \frac{\hbar^2}{2m} (1 + \kappa) \quad (54)$$

$\sigma(E_\gamma)$ est la section efficace de photoabsorption, κ le facteur d'accélération mesurant la déviation par rapport à la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK). Il ne faut cependant pas oublier que dans ces sections efficaces intégrées de photoabsorption entrent en jeu à la fois des effets tensoriels et des effets subnucléoniques, qui justifient que l'on admette généralement qu'avec une force de Skyrme standard où de tels degrés de liberté sont absents une bonne valeur de ce coefficient est $\kappa = 0.4 \div 0.5$. Il faut donc prendre garde de ne pas *ajuster* trop fortement une telle valeur qui doit être néanmoins surveillée pour rester dans des limites raisonnables.

2. Les paramètres de Landau-Migdal.

Une critique souvent faite aux forces effectives de portée nulle de type Skyrme est leur instabilité de spin ou d'isospin. L'analyse d'une paramétrisation en termes de paramètres de Landau-Migdal [52-54] par les inégalités et règles de somme qu'elle fournit permet une surveillance efficace de ce comportement.

E. Quelques noyaux sphériques à l'approximation Hartree-Fock.

Afin de différencier les paramètres de la force dans les barres d'erreurs des divers coefficients que l'on vient de discuter, on ajuste, à l'approximation HF, les énergies de liaison E_B et les rayons de charge $\langle r^2 \rangle_c$ pour les noyaux doublement magiques ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Ni et ^{208}Pb .

1. Terme spin-orbite.

Pour achever la détermination des paramètres de la force effective, il reste à fixer une "règle du jeu" pour le terme spin-orbite. Dans le cas des théories non relativistes, ce terme est toujours ajouté de manière phénoménologique avec en général un paramètre ajusté sur l'écart en énergie entre les états individuels $3p$ neutrons dans le noyau ^{208}Pb :

$$V(r_1, r_2)_{so} = iW_0 \sigma \cdot [\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}] \quad (55)$$

ce qui donne dans la fonctionnelle un terme de la forme :

$$\mathcal{H}_{so} = \frac{1}{2} W_0 [\mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n] \quad (56)$$

Les théories relativistes présentent à priori l'avantage majeur de décrire le degré de liberté de spin de manière cohérente sans faire appel à aucun paramètre supplémentaire. Certains auteurs, Thies [6] et Reinhard [4] ont tenté d'extraire le terme qu'il faut introduire dans une fonctionnelle de type Skyrme à partir de la limite non relativiste des théories relativistes. Dans cet esprit Reinhard et Flocard [7] ont proposé : un terme du type avec deux paramètres :

$$\mathcal{H}_{so} = \frac{W_1}{2} \mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \frac{W_2}{2} \{ \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n \} \quad (57)$$

Bender *et al.* [129] ont réalisé une étude systématique des écarts spin-orbite dans plusieurs noyaux sphériques. Les résultats sont réunis sur la Figure 9 qui montre la supériorité évidente des théories relativistes pour décrire ces quantités.

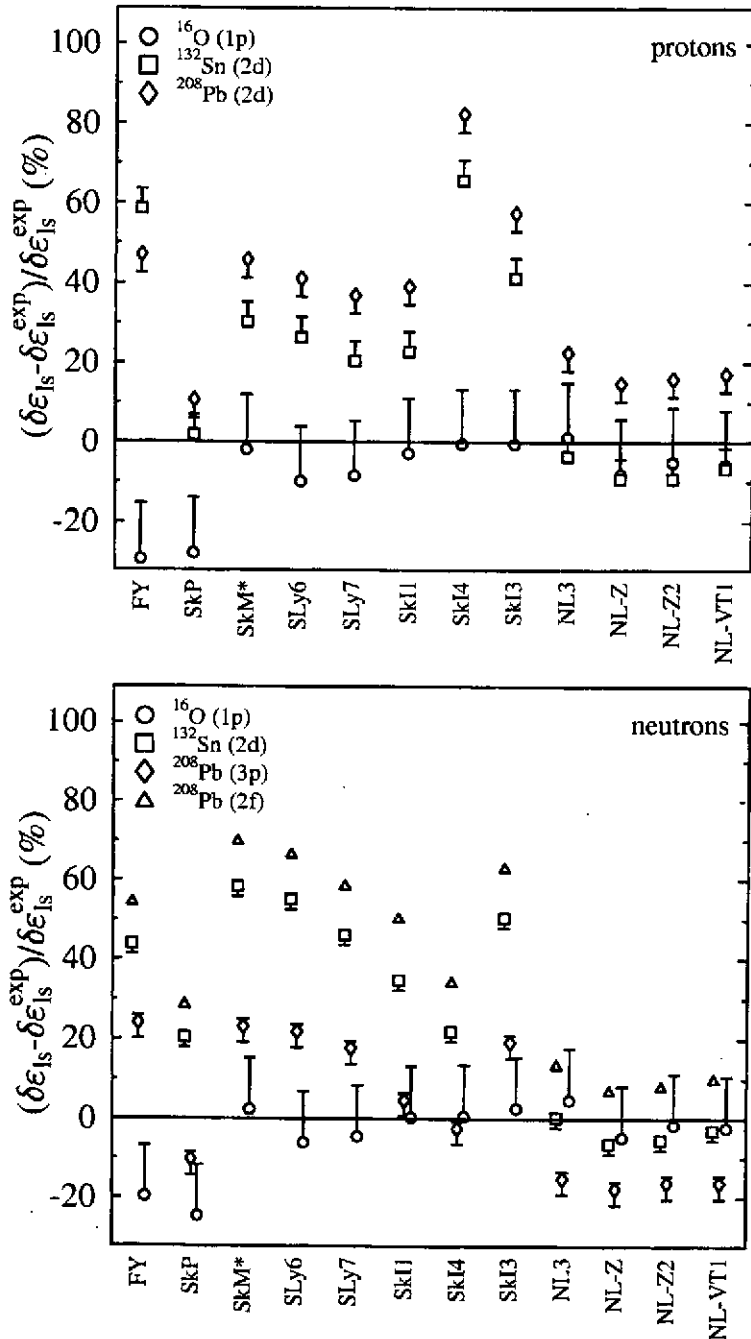


FIG. 9. Ecarts spin-orbite (en % par rapport aux valeurs expérimentales) pour les états : protons : 1p de ^{16}O , 2d de ^{132}Sn et 2d de ^{208}Pb ; neutrons : 1p de ^{16}O , 2d de ^{132}Sn et 3p et 2f de ^{208}Pb [129].

Il faut toutefois rappeler que les résultats rassemblés par Bender *et al.* sont tous obtenus dans le cadre de théories relativistes qui travaillent à l'approximation Hartree et il est fondamental d'étudier la contribution du terme d'échange avant de conclure définitivement. Ce travail a été récemment achevé par López-Quelle *et al.* sur les deux séries isotopiques de noyaux de Ca et de Sn en prenant en compte tous les mésons à l'approximation RHF. Les résultats qui sont montrés sur la Figure 10 pour la série des Calcium et sur la Figure 11 pour la série des

Etain. font apparaître une forte contribution du terme de Fock avec une importante dépendance vis à vis de l'asymétrie neutron-proton. Le méson π , dont la contribution n'intervient que dans ce terme d'échange, est en partie responsable du comportement avec I mettant ainsi en évidence qu'il existe encore de sérieuses difficultés pour décrire correctement ces écarts spin-orbite.

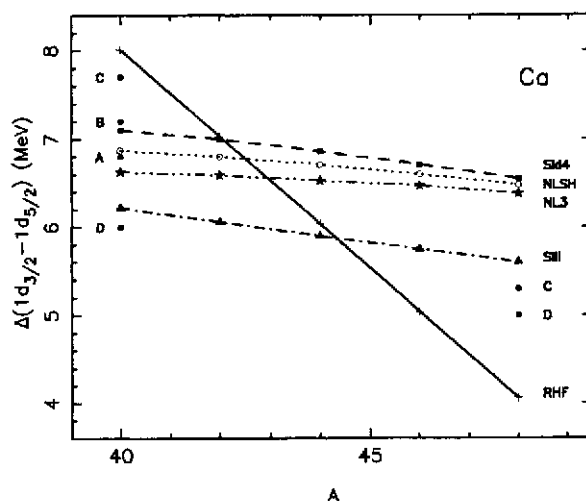


FIG. 10. Ecarts spin-orbite (en MeV) pour la série des Calcium pour divers modèles. Les modèles relativistes NL3 et NLSH travaillent à l'approximation Hartree. Seul le calcul RHF [5] est un calcul complet Hartree-Fock avec tous les mésons.

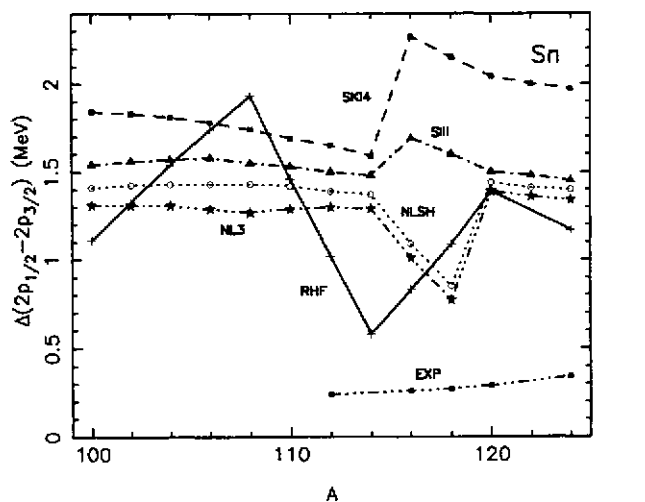


FIG. 11. Ecarts spin-orbite (en MeV) pour la série des Etain pour divers modèles. Les modèles relativistes NL3 et NLSH travaillent à l'approximation Hartree. Seul le calcul RHF [5] est un calcul complet Hartree-Fock avec tous les mésons.

2. Résumé du protocole de construction d'une interaction effective de type Skyrme.

Avant de montrer quelques résultats dans divers domaines extrêmes de déformations ou d'isospin obtenus avec des forces existantes, on peut rappeler les résultats de ce Chapitre sous la forme d'un tableau récapitulatif

(Figure 12 montrant un protocole possible de détermination des paramètres d'une force de type Skyrme. De nombreux auteurs ont développé de tels processus d'ajustement (partiellement ou en totalité) pour étudier systématiquement l'influence des paramètres de l'interaction sur certaines propriétés statiques des noyaux [36,49,76,115].

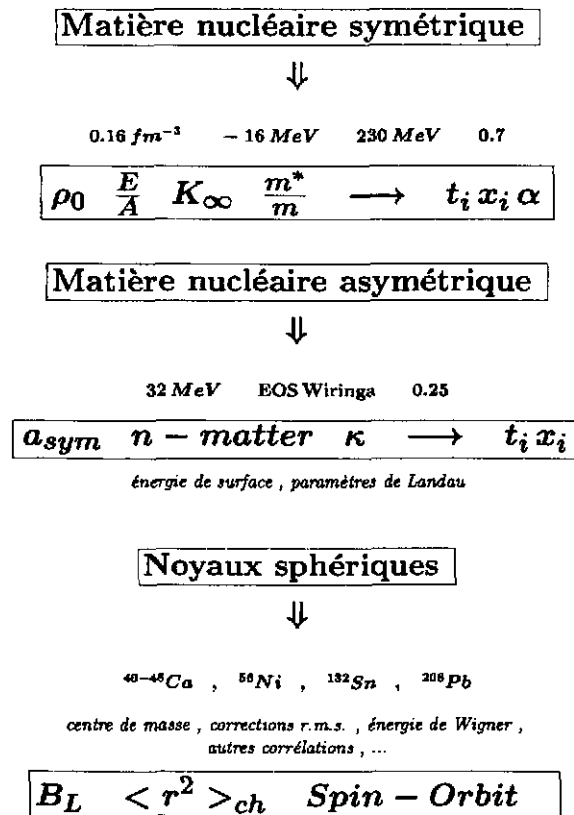


FIG. 12. Résumé d'un protocole possible pour la détermination des paramètres d'une force effective.

3. Le problème des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux.

L'existence de corrélations dans les états fondamentaux des noyaux est certainement un des problèmes les plus importants qui se pose lors de la construction d'une interaction effective. Il faut rappeler que :

- d'une part on vient d'ajuster dans le §3.5.2 les énergies de liaison et les rayons de charge de quelques noyaux magiques à l'approximation HF,
- d'autre part, on va présenter dans le Chapitre 4 des études du comportement des énergies de liaison ou des énergies de séparation de deux neutrons ou de deux protons en fonction de I , et ceci toujours à l'approximation HF+BCS.

Des évaluations systématiques [108,110] de ces corrélations qui se situent au-delà de l'approximation HF, ont été réalisées tant pour les corrélations venant des résonances et des états de haute énergie que pour celles venant de modes de basse énergie : mouvement du centre de masse, rotations ou vibrations collectives. Si les effets

relatifs sont souvent faibles, il existe des effets de couches visibles, point important si on se souvient qu'une des questions majeures de l'étude des noyaux très riches en neutrons est justement la recherche de nouveaux nombres magiques dans cette région [111,113]. En fonction de la déformation, les effets des corrélations des modes de basse énergie ont été évalués quantitativement à environ 5 MeV le long du chemin de fission et jusqu'au point de scission pour des noyaux moyens ou lourds [110].

Sans développer plus loin cet aspect, il est important de rappeler qu'il pose le problème de la *renormalisation* de l'interaction effective que l'on a construite à la simple approximation HF. Une procédure idéale serait évidemment un ajustement des paramètres de la force au niveau HF+RPA mais le prix à payer deviendrait alors exorbitant. Un schéma plus souple pourrait consister dans la construction d'un état corrélé dans une matière nucléaire très simple dont on pourrait paramétriser l'énergie comme une fonctionnelle de Skyrme, une approximation de type LDA nous permettant enfin l'usage de cette fonctionnelle pour des noyaux finis. Ce type d'approche, tenté avec succès dans des systèmes constitués d'électrons (fonctionnelle de Gunnarson et Lundqvist [114]), pose encore dans les noyaux beaucoup de problèmes : la différence fondamentale qui existe entre les corrélations de type RPA dans la matière nucléaire et dans les noyaux est certainement un des points les plus importants.

V. RESULTATS ET DISCUSSIONS

A. Masses et rayons de noyaux sphériques

Avant d'aborder quelques résultats prospectifs dans des conditions extrêmes, il est intéressant de tenter de dresser un bilan comparatif des différentes approches microscopiques qui viennent d'être présentées.

Z. Patyk [126] *et al.* ont ainsi analysé 116 noyaux sphériques dans le cadre de plusieurs approches théoriques :

- formalisme Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) en utilisant des interactions effectives de portée finie (type Gogny) ou de portée nulle (type Skyrme);
- formalisme Hartree-Bogolyubov relativiste (RMF) à partir d'un lagrangien effectif;
- formalisme semi-classique utilisant un développement de type "Thomas-Fermi étendu" plus un traitement "à la Strutinsky" des effets de couches (ETFSI);
- comme élément de comparaison avec les formules de masses, les auteurs présentent également des résultats (MM) de type macroscopique-microscopique obtenus dans le cadre de diverses versions du modèle de la gouttelette ("droplet model") [126].

La Table VI résume l'ensemble de ces résultats en donnant les déviations standards sur les masses et sur les rayons obtenues pour les différentes approches théoriques utilisées.

TABLE VI. Déviations standards sur les masses (en MeV, partie gauche) et les rayons de charge (en fm, partie droite) obtenues pour les 116 noyaux étudiés par Patyk *et al.* [126] en fonction des différents modèles théoriques utilisés. 116 masses et 33 rayons de charge sont pris en compte dans cette analyse. SIII, SkP et SkM* sont des forces effectives de type Skyrme; NL1, NL2 et NL3 sont des paramétrisations de lagrangiens relativistes. Les indices δ et $\delta\rho$ dénotent différentes paramétrisations pour la force d'appariement dans le cas des forces de Skyrme.

SIII	4.74	SkP	2.37	SkM*	6.32	SIII	0.059	SkP	0.040	SkM*	0.022
SIII δ	3.07	SkP δ	2.53	SkM* δ	5.36	SIII δ	0.057	SkP δ	0.033	SkM* δ	0.021
SIII $\delta\rho$	2.26	SkP $\delta\rho$	2.32	SkM* $\delta\rho$	4.74	SIII $\delta\rho$	0.065	SkP $\delta\rho$	0.043	SkM* $\delta\rho$	0.023
Gogny	2.07						0.031				
NL1	3.94	NL2	11.24	NL3	2.48	NL1	0.026	NL2	0.031	NL3	0.028
ETFSI	0.80						0.021				
MM	0.76-0.57						0.036				

On peut tirer de cette table un certain nombre de conclusions évidentes :

- Dans le cas des forces de Skyrme, les corrélations d'appariement sont prises en compte en utilisant trois types de forces effectives : une force de séniorité avec une intensité constante (aucun indice); une force de portée nulle (indice δ) et une force de portée nulle avec un facteur de forme de surface (indice δ) (cf. Section II E). Pour les trois paramétrisations présentées, l'effet de ce raffinement est clair sur les masses puisqu'il permet de se rapprocher sensiblement des résultats obtenus avec la force de Gogny où un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement utilisant la même force effective dans les canaux particule-trou et particule-particule a toujours montré des champs d'appariement concentrés autour de la surface du noyau. Ce résultat est toutefois moins évident sur les rayons de charge vraisemblablement plus sensibles au champ moyen.
- En ce qui concerne les masses nucléaires, la supériorité des modèles macroscopiques de "type goutte liquide" apparaît clairement mais il ne faut pas oublier que ces masses étant leur propre ingrédient fondamental de base, ils ne font en quelque sorte que reproduire, heureusement correctement, les données qui ont servi à leur construction. Cette remarque est à rapprocher de remarques générales identiques dans le cours de G. Audi [127] à propos des formules empiriques pour les masses nucléaires. Elle est également confirmée par les déviations standards obtenues pour les rayons de charge qui ne montrent pas une supériorité évidente de ces formules de masses comparées aux théories de champ moyen.
- Il n'apparaît pas à ce stade de différences fondamentales entre théories relativistes et non relativistes et les résultats obtenus dans ce dernier cadre avec la force effective de Gogny semblent réaliser
- Dans la mesure où l'on s'intéresse prioritairement à des masses et des rayons, l'approche semi-classique ETFSI réalise un compromis relativement satisfaisant basé sur une approche auto-cohérente utilisant l'approximation de champ moyen.

Le comportement des rayons nucléaires le long de longues séries d'isotopes ou d'isotones permet de mettre en évidence quelques différences spectaculaires entre les diverses approches. Z. Patyk *et al.* [126] ont analysés pour cela les rayons de charge et de neutrons pour des chaînes d'isotopes et d'isotones. La Figure 13 montre ces rayons pour deux séries d'isotopes d'Etain et de Plomb tandis que la Figure 14 montre deux séries d'isotones $N=82$ et $N=126$.

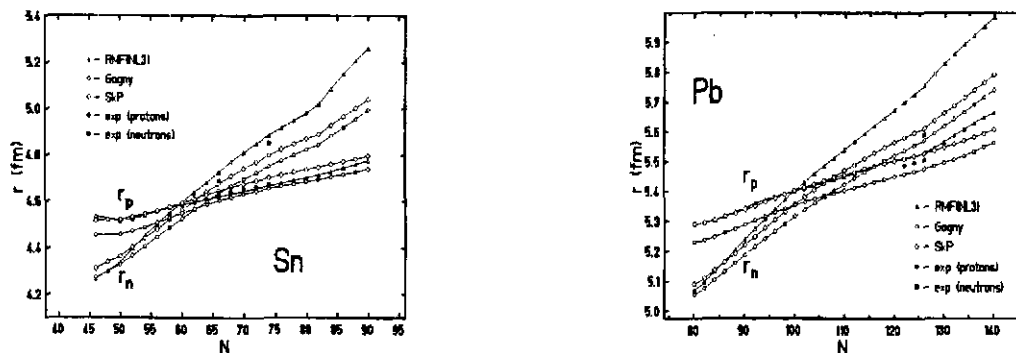


FIG. 13. Rayons de charge et rayons neutrons obtenus avec trois approches différentes pour les séries isotopiques des Etain (partie gauche) et des Plomb (partie droite).

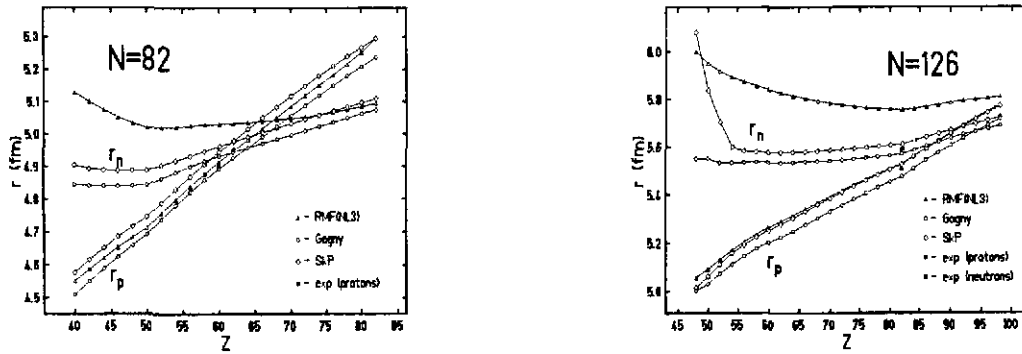


FIG. 14. Rayons de charge et rayons neutrons obtenus avec trois approches différentes pour les isotones $N=82$ (partie gauche) et $N=126$ (partie droite).

Comme précédemment, ces analyses appellent un certain nombre de commentaires :

- Relativistes ou non, les théories de champ moyen reproduisent assez correctement les rayons de charge expérimentaux sans différences significatives.
- Les rayons de neutrons plus difficilement accessibles expérimentalement font apparaître des disparités importantes entre les divers modèles particulièrement en ce qui concerne les théories relativistes.
- Ces différences entre les divers modèles concernent des zones de noyaux riches en neutrons où des mesures de rayons sont encore expérimentalement inaccessibles. On peut néanmoins s'intéresser aux zones moins exotiques où les rayons de charge et de neutrons sont égaux. Dans le cas des isotopes de Plomb, on passe ainsi du noyau ^{182}Pb (pour RMF) au noyaux ^{188}Pb (Gogny) et ^{190}Pb (SkP) pour les théories non relativistes. Une telle différence est peut-être expérimentalement mesurable.

B. S_{2n} , S_{2p} et nombres magiques

L'attrait des régions de noyaux près des lignes d'instabilité de particules (neutron ou proton) est évidemment lié aux nombreux phénomènes exotiques que certaines perspectives laissent entrevoir [111]. Celles-ci posent un certain nombre de questions fondamentales dont celle liée au comportement des effets de couches avec le degré de liberté d'isospin $I = (N - Z)/A$ qui peut modifier profondément les valeurs des nombres magiques dans ces régions.

Le formalisme Hartree-Fock est un outil microscopique idéal pour de telles investigations et de nombreuses tentatives existent déjà en ce qui concerne notamment les lignes d'instabilité à une ou deux particules [51,131]. De très forts effets de couche ont été prédits près de la *drip line* neutron. L'utilisation de calculs HF dans ces régions de noyaux posent évidemment la question de savoir si la force effective utilisée est capable de *travailler* dans de telles conditions d'isospin et de déformation. Les propriétés de surface de l'interaction devront également jouer un rôle important particulièrement pour les noyaux riches en neutrons [90]. Si la région des noyaux riches en protons semble relativement peu sensible aux propriétés d'asymétrie de la force, la région de *drip line* neutron est, au contraire, très dépendante du coefficient a_J . Ceci a été confirmé à la fois avec de calculs HF et à l'aide de calculs utilisant une approximation de champ moyen dans un cadre relativiste (RMF) [132]. Dans la région des isotopes de Zirconium, ce même type d'approche RMF a mis en évidence des effets de couches très différents de ceux prédits avec un calcul HF [133], mettant ainsi l'accent sur les propriétés d'asymétries différentes des forces effectives utilisées.

La Figure 15 montre des énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} pour les deux séries isotopiques de noyaux de Calcium et de Nickel. La Figure 16 montre des énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} pour les isotopes d'Etain et pour les isotones $N=82$. Même si certains effets de couches sont légèrement surestimés, ici avec la force effective SLy4, on peut observer un accord général satisfaisant avec les résultats expérimentaux.

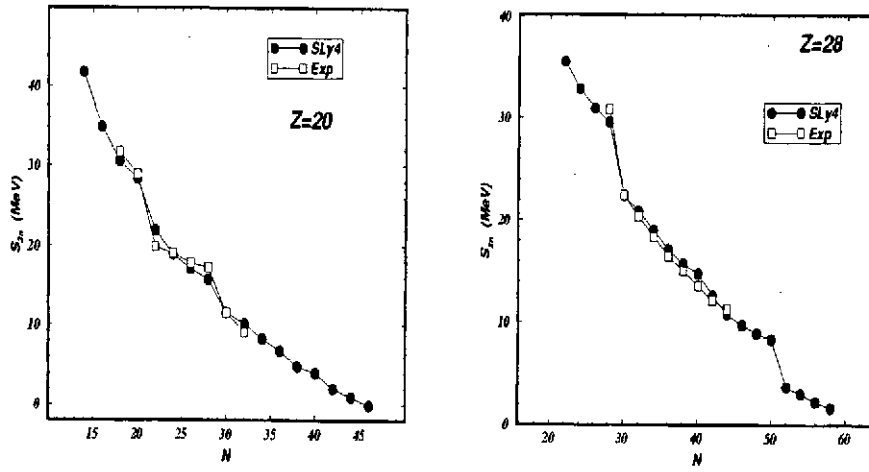


FIG. 15. Energies de séparation de deux neutrons S_{2n} (en MeV) pour les séries d'isotopes de Calcium ($Z=20$) et de Nickel ($Z=28$).

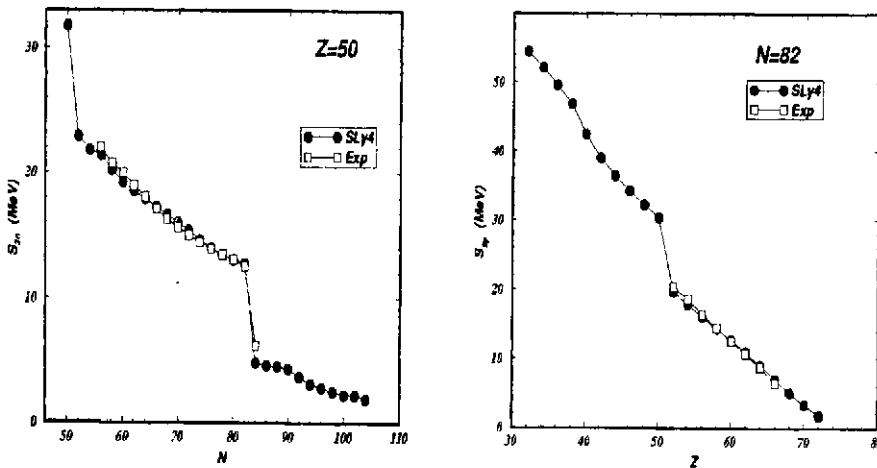


FIG. 16. Energies de séparation de deux neutrons S_{2n} (en MeV) pour la série d'isotopes d'Etain ($Z=50$) et de deux protons S_{2p} (en MeV) pour la série d'isotones $N=82$.

Pour des valeurs extrêmes de l'asymétrie neutron-proton, ces énergies de séparation S_{2n} peuvent permettre la mise en évidence de comportement fortement dépendant de l'interaction effective utilisée. La Figure 17 montrent des résultats comparant un modèle relativiste à un modèle non relativiste avec chaque fois deux interactions effectives différentes [101]. Alors que pour les isotopes d'Etain, les différents modèles prévoient tous une ligne d'instabilité neutron voisine de $N=124-126$, pour les isotopes de Nickel celle-ci est fortement dépendante du modèle relativiste (vers $N=70-72$) ou non relativiste (vers $N=66$).

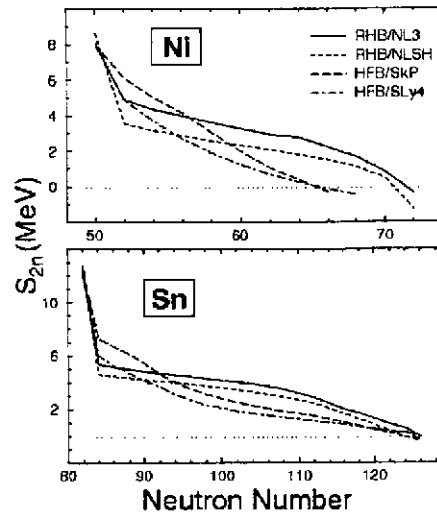


FIG. 17. Energies de séparation de deux neutrons S_{2n} (en MeV) pour les séries d'isotopes de Nickel ($Z=28$) et d'Étain ($Z=50$).

Des études systématiques de l'évolution de ces effets de couches loin de la vallée de stabilité ont été mené par plusieurs auteurs dans le cadre de la symétrie sphérique. En utilisant l'interaction SLy4, la Figure 18 montre cette évolution pour les effets de couche observés pour $N=28$ et 50 . Fortement marqués pour les noyaux doublement magiques $^{58}_{28}\text{Ni}$ et $^{90}_{40}\text{Zr}$, ces effets de couches diminuent très fortement lorsque le nombre de neutrons augmente. Cette "disparition" semble plus forte dans le cas des noyaux légers (cas du noyau $^{42}_{14}\text{Si}$ sur la partie gauche de la Figure 18) où les effets de déformation et d'une manière générale au-delà du champ moyen sont naturellement plus importants.

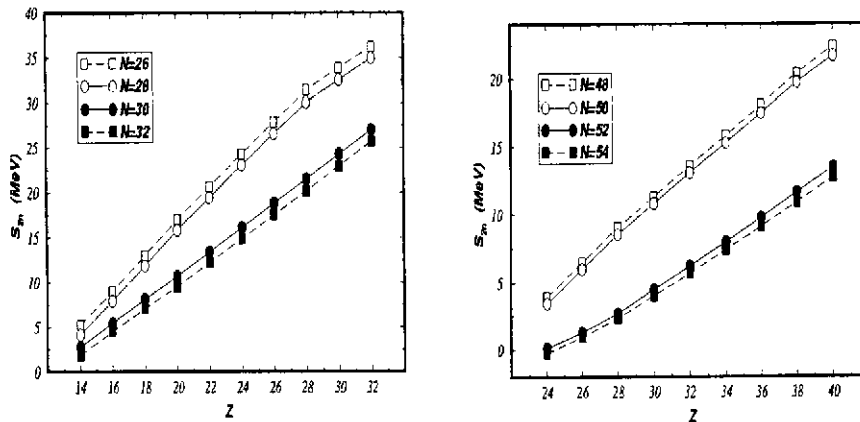


FIG. 18. Evolution des énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} (en MeV) pour les séries d'isotones $N=26-32$ (partie gauche) et $N=48-54$ (partie droite). Les sauts, caractéristiques d'un effet de couches, observés pour $N=28$ et $N=50$ diminuent fortement lorsque Z diminue, i.e. pour les noyaux riches en neutrons.

Les résultats qui viennent d'être décrits ont tous été obtenus dans le cadre de la symétrie sphérique. P.-H. Heenen *et al.* [128] ont récemment réalisé une importante étude systématique de la région des noyaux de masse $A=190$ ainsi que des actinides U et Pu. En incluant des déformations quadrupolaires de symétrie axiale, ces auteurs ont analysés aussi bien les états fondamentaux que les états superdéformés. On y retrouve le mauvais comportement avec $I = (N - Z)/A$ de la force SkM* tandis que les forces SkP et SLy4 sont en meilleur accord global avec l'expérience.

C. La région des noyaux superlourds

Les effets de couches sont responsables des écarts en énergie ("gap") importants que l'on observe dans le spectre des énergies de particules individuelles d'un noyau. Situés autour de l'énergie de Fermi, de tels écarts sont la signature d'une grande stabilité du noyau correspondant. M. Bender *et al.* [129] ont récemment mené une étude exhaustive de ces spectres et des effets de couches correspondants dans la région des noyaux superlourds. La Figure 19 montre les spectres de particules individuelles calculés pour les protons et les neutrons d'un noyau de Plomb. Quelque soit le modèle relativiste ou non relativiste, quelque soit la force effective utilisée, on peut constater une très forte robustesse des nombres $Z=82$ et $N=126$ magiques dans tout les cas.

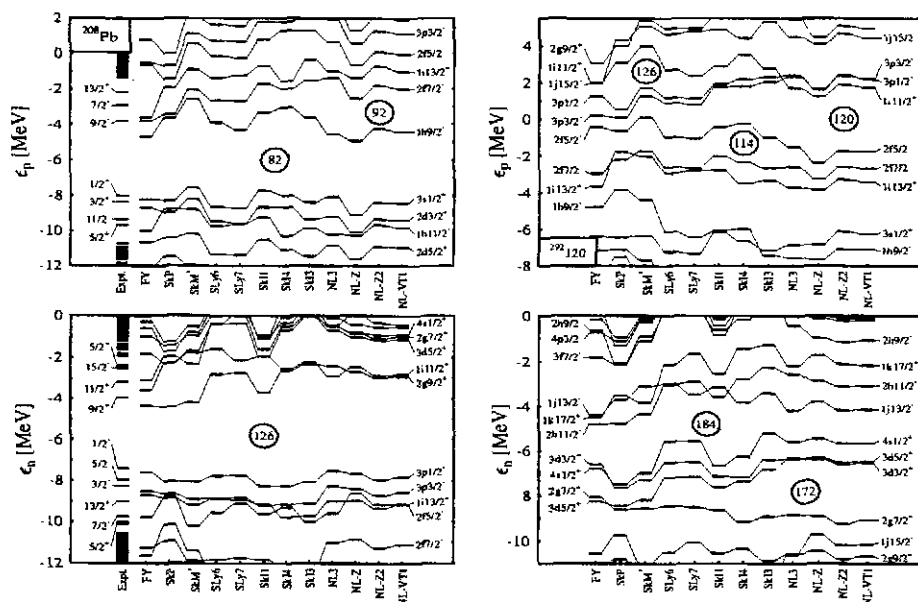


FIG. 19. Spectres d'énergies de particules individuelles, pour les protons (en haut) et pour les neutrons (en bas) d'un noyau de Plomb (partie gauche) et d'un noyau de $Z=120$ (partie droite) calculés avec divers modèles et avec diverses interactions effectives.

Il n'en est pas de même si on s'intéresse à la région des noyaux superlourds et la Figure 19 montre également (partie droite) des spectres théoriques calculés pour un noyau de $Z=120$. On peut remarquer d'une part que si $Z=120$ donne un "gap" significatif pour les modèles relativistes, il n'en est pas de même pour les modèles non relativistes. Pour $Z=120$, les modèles relativistes semblent privilégier $N=172$ alors que les modèles non relativistes semblent préférer $N=184$. Ces résultats de Bender *et al.* [129] ont été depuis confirmé par Kruppa *et al.* [130] ainsi que par Berger *et al.* [112]

VI. CONCLUSIONS

Après avoir rappelé les hypothèses fondamentales sur lesquelles repose la notion d'interaction effective phénoménologique, les ingrédients qui entrent dans la construction d'une telle force ont été présentés et discutés dans le cadre de l'interaction effective de portée nulle de Skyrme. En vue d'utiliser ce type de force dans des calculs microscopiques Hartree-Fock + BCS pour étudier des noyaux situés aux frontières de la stabilité, une attention particulière a été portée sur les propriétés des forces effectives dans des zones de grandes déformations ou de grandes valeurs d'isospin. Une procédure possible pour construire une *bonne force*, apte à travailler dans de telles conditions, a été proposée avec des solutions efficaces pour lutter contre quelques défauts évidents des forces existantes.

VII. PERSPECTIVES

La procédure qui a été décrite dans ce Cours ne constitue certes pas une fin en soi et on peut avancer un certain nombre de points qui nécessiteront certainement à l'avenir un important travail d'amélioration. On peut présenter ces perspectives à plusieurs niveaux :

1. Au niveau Hartree-Fock.

Il faut encore une fois rappeler le problème crucial des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux et il y a toujours une question de choix de savoir à quel niveau il faut *ajuster* une force effective. Conscient de ce fait et en l'absence de solution simple pour tenir compte de ces corrélations nous avons pris le parti, dans l'ensemble de ce Cours, de construire une force de Skyrme au niveau Hartree-Fock avec la seule correction du centre de masse.

2. Au niveau HF+BCS.

Le traitement des corrélations d'appariement à l'approximation BCS n'est peut-être pas idéal surtout en ce qui concerne le degré de liberté d'isospin. On peut cependant rappeler qu'en ce qui concerne les grandes déformations, on n'observe pas de différences fondamentales entre des calculs statiques de type HFB et HF+BCS [124,145]. Le problème est peut-être un peu différent en ce qui concerne la dépendance en I . De récentes études systématiques [146] montrent des corrélations évidentes entre l'appariement et A . La corrélation naturelle qui existe entre A et I le long de la *drip line* neutron ne permet alors pas de conclure sur une corrélation directe de l'appariement avec I .

3. Au niveau de la force effective.

Plusieurs voies possibles se détachent :

- L'introduction de termes *non standards* doit être faite avec une parfaite maîtrise de ces termes. Les problèmes rencontrés même à haute densité dans la matière de neutrons et ou dans la matière nucléaire normale doivent être éliminés et une procédure possible a été avancée.
- Le terme spin-orbite souffre certainement d'une faiblesse manifeste dans sa détermination. Ajusté sur l'espacement $p_{3/2} - p_{1/2}$ dans le noyau ^{16}O ou dans les noyaux ^{40}Ca ou ^{208}Pb , cette procédure met en lumière l'évidence d'une variation avec A qui n'est jamais prise en compte. Certaines études précises de ce terme ont également montré qu'il devrait être plus faible pour les grands excès de neutrons [51,81]; la croissance de l'épaisseur de surface doit conduire à une diminution de l'intensité de l'interaction spin-orbite.

Il est certain que les approches existantes utilisant un cadre relativiste [147] offrent une solution séduisante à ce problème. Limitées à une approximation de Hartree et à l'approximation sphérique [132,148], il existe maintenant des systématiques intéressantes sur des évolutions de formes dans la région des noyaux de masse $A = 70 \div 80$ [149-151] ou pour des noyaux très loin de la vallée de stabilité [152,153].

Le succès le plus important obtenu dans ce cadre est probablement l'interprétation de l'évolution des déplacements isotopiques $\delta < r^2 >$ pour les isotopes de Plomb [154] qui peut être attribué au traitement correct de l'interaction spin-orbite, celle-ci étant prise en compte naturellement dans cette approche relativiste.

- Les termes tenseurs souffrent aussi certainement d'une faiblesse de détermination. Seuls quelques rares essais ont été tentés sans conclusions très positives sur leur caractère indispensable [37,155].

4. Au niveau des expériences.

Que peuvent nous apporter les prochains résultats expérimentaux? Il est certain que la connaissance complète des 4 noyaux déjà cités (cf. Table 6) apporterait un avantage fondamental dans la construction d'une force effective, à condition toutefois de ne pas avoir de *surprise* sur le noyau ^{100}Sn et sur son caractère doublement magique donc très durement sphérique. Si à ces propriétés on pouvait ajouter une détermination précise des distributions de neutrons dans des noyaux sphériques et atteindre ainsi la peau de neutrons [105], des renseignements précieux sur la modification de la surface en fonction de $I = \frac{(N-Z)}{A}$ pourraient être alors pris en compte.

Remerciements

Ce Cours n'aurait certainement pas vu le jour sans les très fructueuses discussions que j'ai eues avec J.-F. Berger, P. Bonche, G. Chanfray, Th. Duguet, P.-H. Heenen, J.-F. Mathiot, Nguyen Van Giai, R. Schaeffer, leurs remarques pertinentes m'ont toujours permis d'éclairer un point précis.

APPENDIX : APPENDICE A : QUELQUES DEFINITIONS POUR LA MATIERE NUCLEAIRE
INFINIE FOOTNOTE CF. LA REVUE DE J.P. BLAIZOT [65] POUR UNE LISTE EXHAUSTIVE DE
CES DEFINITIONS

L'énergie totale par nucléon dans la matière nucléaire infinie symétrique à température nulle peut être écrite comme :

$$\frac{E}{A}(\rho) = \frac{V}{A} \mathcal{E}(\rho) = \frac{\mathcal{E}(\rho)}{\rho} \quad (A1)$$

V est un volume suffisamment grand pour pouvoir négliger les effets de surface et $\mathcal{E}(\rho)$ est la densité d'énergie. On a un gaz de Fermi de moment de Fermi k_F où chaque particule a une énergie cinétique $\frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2$ et $\rho = \frac{A}{V}$ la densité de nucléons est reliée au moment de Fermi k_F comme :

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3 \quad (A2)$$

et on définit également la distance inter-nucléon comme :

$$d = \frac{(9\pi)^{\frac{1}{3}}}{2k_F} \quad (A3)$$

On définit la pression de ce fluide :

$$P = - \left. \frac{\partial E}{\partial V} \right|_A = \frac{A}{V^2} \left. \frac{\partial E}{\partial \rho} \right|_A = \rho^2 \left. \frac{\partial \frac{E}{A}(\rho)}{\partial \rho} \right|_A \quad (A4)$$

à la densité ρ_0 d'équilibre, on a $P(\rho_0) = 0$. Le module de compression χ est :

$$\chi = - \left. \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P} \right|_A = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{-1} \quad (A5)$$

ce qui donne :

$$\rho\chi = \frac{2P}{\rho} + \rho^2 \frac{\partial^2 \frac{E}{A}}{\partial \rho^2} \quad (A6)$$

A l'équilibre, le premier terme est nul par définition et on définit le coefficient d'incompressibilité K_∞ comme :

$$K_\infty = k_F^2 \left. \frac{\partial^2 \frac{E}{A}}{\partial k_F^2} \right|_{\rho=\rho_0} = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2 \frac{E}{A}}{\partial \rho^2} \right|_{\rho=\rho_0} \quad (A7)$$

La vitesse du son (*son zéro*) dans le milieu est reliée à ce coefficient d'incompressibilité :

$$\frac{v_s}{c} = \sqrt{\frac{K_\infty}{9m}} \quad (A8)$$

cette vitesse du son est reliée à la densité du milieu nucléaire et il est important d'étudier cette dépendance aux hautes densités où un phénomène de superluminosité peut apparaître pour une force de Skyrme donnée [63].

Pour une matière nucléaire asymétrique, on peut, outre l'énergie par nucléon, calculer également le coefficient de compressibilité en fonction des asymétries $Y_e = \frac{Z}{A}$ ou $I = \frac{(N-Z)}{A}$ pour avoir les coefficients L et K_I qui s'écrivent :

$$L = 3\rho_0 \left. \frac{d a_I}{d \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = 2\ell \rho_0^{\frac{2}{3}} + 3n \rho_0 + 5p \rho_0^{\frac{5}{3}} + 3q (\alpha + 1) \rho_0^{\alpha+1} \quad (A9)$$

$$K_I = 9\rho_0^2 \left. \frac{d^2 a_I}{d \rho^2} \right|_{\rho=\rho_0} = -2\ell \rho_0^{\frac{2}{3}} + 10p \rho_0^{\frac{5}{3}} + 9q \alpha (\alpha + 1) \rho_0^{\alpha+1} \quad (A10)$$

où les coefficients ℓ, n, p, q ont été définis dans le texte (50).

APPENDIX: APPENDICE B : MASSE EFFECTIVE ISOSCALAIRE ET RÉSONANCE GÉANTE
E₂;T=0 †.

Dans le cadre de l'approximation du *scaling* où l'on ne considère qu'un seul mode de compression radiale, les deux règles de somme m_1 et m_3 qui permettent de calculer une estimation de l'énergie de la résonance géante comme : $E = \sqrt{m_3/m_1}$ s'écrivent simplement :

$$\begin{aligned} m_1 &= \frac{\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle \\ m_3 &= \left(\frac{\hbar^2}{m} \right)^2 \left[4E_{kin} + 4E_{eff} + 4E_{fin} + E_{so} - \frac{4}{5}E_{coul} \right] \end{aligned} \quad (B1)$$

où les différents termes E_i sont naturellement issus des divers termes de la fonctionnelle (eqs. (28), (29)).

Dans la matière nucléaire infinie symétrique tous les termes sont nuls sauf E_{kin} et E_{eff} , ce dernier s'écrit en tenant compte de $\tau_q = \frac{3}{5} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho_q^{\frac{5}{3}}$:

$$4E_{eff} = \frac{3}{20} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right) \rho_q^{\frac{8}{3}} \left[3t_1 + t_2 (5 + 4x_2) \right] \quad (B2)$$

où l'on retrouve la combinaison de paramètres qui intervient dans la masse effective isoscalaire $\frac{m^*}{m}$ (cf. eq. (47)).

APPENDIX: APPENDICE C : MASSE EFFECTIVE ISOVECTORIELLE ET RÉSONANCE
GÉANTE E₁;T=1 ‡.

Le facteur d'accélération κ défini comme la déviation à la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn dans le cas de résonance géante dipolaire isovectorielle E₁;T=1 (cf. eq. (54)) peut s'écrire comme :

$$\kappa = \frac{m}{4\hbar^2} \frac{A}{NZ} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} \int \rho_n(r) \rho_p(r) 3r \quad (C1)$$

ce qui donne dans la matière nucléaire infinie où $\rho_n = \rho_p = \rho/2$:

$$\kappa = \frac{m}{4\hbar^2} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} \rho^2 \quad (C2)$$

La masse effective isovectorielle s'obtient en posant $\rho_q = 0$ dans l'expression (46) :

$$\left(\frac{m_v^*}{m} \right)^{-1} = 1 + \frac{m}{4\hbar^2} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} = 1 + \kappa \quad (C3)$$

†CF. LA REVUE DE P. GLEISSL *et al.* [71]

‡CF. LA REVUE DE P. GLEISSL *et al.* [71] ET LE PAPIER DE J. MEYER *et al.* [93]

APPENDIX: APPENDICE D : PRINCIPALES PROPRIÉTÉS DES FORCES DE SKYRME
UTILISÉES DANS LE TEXTE.

TABLE VII. Propriétés de la matière nucléaire infinie pour les forces effectives de type Skyrme citées dans le texte. $r_0 = \frac{(9\pi)^{\frac{1}{3}}}{2k_F}$ est la distance entre deux nucléons dans le milieu. L'énergie de surface contient une dépendance en isospin, elle est calculée pour les valeurs $Y_p = 0.3916$ ou $I = 0.2167$ qui correspondent à l'asymétrie du noyau ^{240}Pu .

Force	SIII [40]	SGII [52]	SkM [43]	SkM* [46]
ρ_∞ (fm^{-3})	0.145	0.158	0.160	0.160
k_F (fm^{-1})	1.291	1.328	1.334	1.333
r_0 (fm)	1.180	1.147	1.142	1.143
a_v (MeV)	-15.851	-15.594	-15.770	-16.046
K_∞ (MeV)	355.4	214.6	216.6	216.6
m_∞^*/m	0.76	0.79	0.79	0.67
a_s (MeV)	28.16	26.83	30.03	29.26
κ (E1; T = 1)	0.53	0.49	0.53	0.78
a_{surf} (MeV)	17.00	14.80	16.00	17.90

Force	RATP [49]	SkP [50]	T6 [45]	Ska [34]
ρ_∞ (fm^{-3})	0.160	0.162	0.161	0.155
k_F (fm^{-1})	1.333	1.340	1.335	1.320
r_0 (fm)	1.143	1.137	1.141	1.154
a_v (MeV)	-16.046	-15.948	-15.963	-15.991
K_∞ (MeV)	239.51	200.96	235.93	263.10
m_∞^*/m	0.67	1.00	1.00	0.61
a_s (MeV)	29.26	30.00	29.97	32.91
κ (E1; T = 1)	0.78	0.35	0.00	0.94
a_{surf} (MeV)	17.90	16.65	16.00	43.90

Dans un souci d'uniformité, toutes les propriétés données dans les Tables D1 ont été calculées avec les valeurs suivantes des constantes usuelles [156]:

$$\begin{aligned} \text{masse moyenne du nucléon (MeV)} &= 938.91897 \\ \hbar \cdot c \text{ (MeV} \cdot \text{fm)} &= 197.32705 \\ (e^2/\hbar \cdot c)^{-1} &= 137.03604 \end{aligned}$$

- [1] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [2] J.D. Walecka, *Ann. Phys. (N.-Y.)* 83 (1974) 491; A. Fetter and J.D. Walecka, *Quantum Theory of Many Particle Systems*, Mc Graw Hill, New-York, 1971.
- [3] B.D. Serot and J.D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.* 16 (1986) 1.
- [4] P.-G. Reinhard, *Rep. Prog. Phys.* 52 (1989) 439.
- [5] M. López-Quelle *et al.*, 2000, sous presse.
- [6] M. Thies, *Phys. Lett.* 162B (1985) 55; *ibid.* 166B (1986) 23.
- [7] P.-G. Reinhard and H. Flocard, *Nucl. Phys.* (1996)
- [8] A. Bouyssy, *Nucl. Phys.* A381 (1982) 445.
- [9] A. Bouyssy, J.-F. Mathiot and Nguyen Van Giai, *Nucl. Phys.* A415 (1984) 497; A. Bouyssy, J.-F. Mathiot, Nguyen Van Giai and S. Marcos, *Nucl. Phys.* A415 (1984) 497; *Phys. Rev.* C36 (1987) 380.
- [10] Y.K. Gambhir, P. Ring and A. Thimet, *Ann. Phys. (N.-Y.)* 198 (1990) 132.
- [11] Ph. Quentin and H. Flocard, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.* 28 (1978) 523.
- [12] J.-F. Mathiot, *Phys. Rev.* 173 (1989) 63; J.-F. Mathiot, *Ann. de Phys. (Paris)* 16 (1991) 527; J.-F. Mathiot, *Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie*, 1997.
- [13] B. ter Haar and R. Malfliet, *Phys. Rep.* 149 (1987) 207.
- [14] B. Friedman and V.R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* A361 (1981) 502.
- [15] D. Vautherin, *Nuclear Physics of Hot Dense Matter*, Lectures given at the NATO Advanced Study Institute on Supernovae, Les Houches, France, July 31-September 1, 1990.
- [16] J.W. Negele, *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982) 913.
- [17] H. Müther, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 14 (1985) 125; 17 (1986) 97.
- [18] H. Müther, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 30 (1993) 1.
- [19] J.W. Negele, *Phys. Rev.* C1 (1970) 1260.
- [20] D.W.L. Sprung and P.K. Banerjee, *Nucl. Phys.* A168 (1971) 273; D.W.L. Sprung, *Nucl. Phys.* A182 (1972) 97.
- [21] X. Campi and D.W. Sprung, *Nucl. Phys.* A194 (1972) 401.
- [22] S.C. Pieper, R.B. Wiringa and V.R. Pandharipande, *Phys. Rev.* C46 (1992) 1741.
- [23] R. Fritz, H. Müther and R. Machleidt, preprint Tübingen, May 1993.
- [24] H.S. Köhler, *Nucl. Phys.* A162 (1971) 385; A170 (1971) 88.
- [25] J. Dechargé and D. Gogny, *Phys. Rev.* C21 (1980) 1568.
- [26] J.F. Berger, *Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie* 1991.
- [27] J.F. Berger, M. Girod and D. Gogny, *Nucl. Phys.* A502 (1989) 85c.
- [28] T. H. R. Skyrme, *Phil. Mag.* 1 (1956) 1043; *Nucl. Phys.* 9 (1959) 615.
- [29] D. Vautherin and D.M. Brink, *Phys. Rev.* C3 (1972) 626.
- [30] A.K. Dutta, J.-P. Arcoragi, J.M. Pearson, R. Behrman and F. Tondeur, *Nucl. Phys.* A458 (1986) 77; F. Tondeur, A.K. Dutta, J.M. Pearson and R. Behrman, *Nucl. Phys.* A470 (1987) 93; J.M. Pearson, Y. Aboussir, A.K. Dutta, R.C. Nayak, M. Farine and F. Tondeur, *Nucl. Phys.* A528 (1991) 1; Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta and F. Tondeur, *Nucl. Phys.* A549 (1992) 155; Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta and F. Tondeur, *At. Data and Nucl. Data Tables* 61 (1995) 127; R.C. Nayak and J.M. Pearson, *Phys. Rev.* C52 (1995) 2254.
- [31] F. Tondeur, communication privée.
- [32] M. Farine, J.M. Pearson and F. Tondeur, Preprint, Univ. de Nantes, 1992.
- [33] J. Dabrowski, *Nukleonika* 21 (1977) 143.
- [34] S. Köhler, *Nucl. Phys.* A258 (1976) 301.
- [35] M. Waroquier, J. Sau, K. Heyde, P. Van Isacker and H. Vincx, *Phys. Rev.* C19 (1979) 1933.
- [36] M. Waroquier, K. Heyde and G. Wenes, *Nucl. Phys.* A404 (1983) 269; M. Waroquier, G. Wenes and K. Heyde, *Nucl. Phys.* A404 (1983) 298.
- [37] Keh-Fei Liu, Hong-De Luo, Zhongyu Ma, Qing-Biao Shen and S.A. Moszkowski, *Nucl. Phys.* A534 (1991) 1, 25, 48 and 58.

- [38] M.J. Giannoni and P. Quentin, Phys. Rev. C21 (1980) 2076.
- [39] Y.M. Engel, D.M. Brink, K. Goeke, S.J. Krieger and D. Vautherin, Nucl. Phys. A249 (1975) 215.
- [40] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, Nucl. Phys. A238 (1975) 29.
- [41] S. Krewald, V. Klemt, J. Speth and A. Faessler, Nucl. Phys. A281 (1977) 166.
- [42] M. Waroquier et K. Heyde, Comptes-Rendus de la 6^{ème} Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, La Toussuire, 2-6 Février 1981, Rapport LYCEN 8102.
- [43] H. Krivine, J. Treiner and O. Bohigas, Nucl. Phys. A366 (1980) 155.
- [44] A.K. Dutta and M. Kohno, Nucl. Phys. A349 (1980) 455.
- [45] F. Tondeur, M. Brack, M. Farine and J.M. Pearson, Nucl. Phys. A420 (1984) 297.
- [46] J. Bartel, P.Quentin, M. Brack, C. Guet and H.-B. Håkansson, Nucl. Phys. A386 (1982) 79.
- [47] J.M. Gómez and J. Martorell, Nucl. Phys. A410 (1983) 475.
- [48] S. Marcos, Nguyen Van Giai and L.N. Savushkin, Nucl. Phys. A549 (1992) 143.
- [49] M. Rayet, M. Arnould, F. Tondeur and G. Paulus, Astron. Astrophys. 116 (1982) 183.
- [50] J. Dobaczewski, H. Flocard and J. Treiner, Nucl. Phys. A422 (1984) 103.
- [51] R. Smolańczuk and J. Dobaczewski, Phys. Rev. C48 (1993) R2166.
- [52] Nguyen Van Giai and N. Sagawa, Nucl. Phys. A371 (1981) 1.
- [53] S.-O. Bäckmann, A.D. Jackson and J. Speth, Phys. Lett. 56B (1975) 209.
- [54] B.D. Chang, Phys. Lett. 56B (1975) 205.
- [55] J. Friedrich and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C33 (1986) 335.
- [56] P.-G. Reinhard and J. Friedrich, Z. Phys. A321 (1985) 619; P.-G. Reinhard, communication privée.
- [57] J.W. Negele and D. Vautherin, Phys. Rev. C5 (1972) 1472; C11 (1975) 1031.
- [58] M.A. Preston and R.K. Bhaduri, Structure of the Nucleus, Addison-Wesley Pub., Reading, 1982.
- [59] E. Suraud, Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie 1990.
- [60] B. Frois and C.N. Papanicolas, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37 (1987) 133.
- [61] P. Möller, W.D. Myers, W.J. Swiatecki and J. Treiner, Atomic Data and Nuclear Data Tables 39 (1988) 225.
- [62] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Atomic Data and Nuclear Data Tables, to be published.
- [63] R.K. Su, H.Q. Song and T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C37 (1988) 1770.
- [64] N.K. Glendenning, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1120; Phys. Rev. C37 (1988) 2733.
- [65] J.P. Blaizot, Phys. Rep. 64 (1980) 171.
- [66] V. de la Mota, F. Sebillé, B. Remaud and P. Schuck, Z. Phys. A343 (1992) 417; V. de la Mota, F. Sebillé, M. Farine, B. Remaud and P. Schuck, Phys. Rev. C46 (1992) 677.
- [67] M.M. Sharma, W.T.A. Borghols, S. Brandenburg, S. Crona, A. van der Woude and M.N. Harakeh, Phys. Rev. C38 (1988) 2562; M.M. Sharma, W. Stocker, P. Gleissl and M. Brack, Nucl. Phys. A504 (1989) 337.
- [68] J.M. Pearson, Phys. Lett. 271B (1991) 12.
- [69] S. Shlomo and D.H. Youngblood, Phys. Rev. C47 (1993) 529.
- [70] O. Bohigas, A. M. Lane and J. Martorell, Phys. Rep. 51 (1979) 267.
- [71] P. Gleissl, M. Brack, J. Meyer and P. Quentin, Ann. Phys. (N.-Y.) 197 (1990) 205.
- [72] Ph. Chomaz, T. Suomijärvi, N. Van Giai and J. Treiner, Phys. Lett. 281B (1992) 6.
- [73] M. Buenerd, Int. Symp. on Highly Excited States and Nuclear Structure, Orsay 1983; J. de Physique (Paris), Colloques, 45 (1984) C4-115.
- [74] V. Bernard and Nguyen Van Giai, Nucl. Phys. A348 (1980) 75.
- [75] J.P. Blaizot and B.L. Friman, Nucl. Phys. A372 (1981) 69.
- [76] J.M.G. Gómez, C. Prieto and J. Navarro, Nucl. Phys. A549 (1992) 125.
- [77] I. Bombaci and U. Lombardo, Phys. Rev. C44 (1991) 1892.
- [78] H. Huber, F. Weber and M.K. Weigel, Phys. Lett. 317B (1993) 485.
- [79] H.Q. Song, Z.X. Wang and T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C46 (1992) 1788.
- [80] R.B. Wiringa, V. Fiks and A. Fabrocini, Phys. Rev. C38 (1988) 1010; R.B. Wiringa, Rev. Mod. Phys. 65 (1993) 231.
- [81] C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, in *Neutron Stars : Theory and Observation*, ed. J. Ventura and D. Pines, NATO ASI Series C : Vol. 334, Kluwer, Dordrecht, 1991, p. 3.
- [82] J.W. Negele and D. Vautherin, Nucl. Phys. A207 (1973) 298.
- [83] R. Schaeffer, *Supernovae de type II et assimilées*, Cours de Structure Interne, 3^{ème} Session, Aussois, 29 Septembre-5 Octobre, 1991, Rapport CEA Saclay, SPhT/92-130.
- [84] D.G. Ravenhall, C.D. Bennett and C.J. Pethick, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 978.
- [85] P. Bonche and D. Vautherin, Nucl. Phys. A372 (1981) 496.
- [86] J.P. Blaizot and B. Grammaticos, Nucl. Phys. A355 (1981) 115.
- [87] B. Grammaticos and A. Voros, Ann. of Phys. 123 (1979) 359; 129 (1980) 153.
- [88] M. Brack, C. Guet and H.-B. Håkansson, Phys. Rep. 123 (1985) 275.
- [89] J. Treiner and H. Krivine, Ann. of Phys. (N.-Y.) 170 (1986) 406.
- [90] K. Kolehmainen, M. Prakash, J.M. Lattimer and J.R. Treiner, Nucl. Phys. A439 (1985) 535.
- [91] M.F. Hasler, Rapport de Stage, Magistère des Sciences de la Matière, ENS Lyon, Septembre 1993, non publié.
- [92] V.S. Uma Maheswari, V.S. Ramamurthy and L. Satpathy, Phys. Rev. C47 (1993) 194.
- [93] J. Meyer, P. Quentin and B.K. Jennings, Nucl. Phys. A385 (1982) 269.
- [94] A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. de Miniac and A. Veyssièrre, Nucl. Phys. A367 (1981) 237,

and references therein.

- [95] M. Meyer, *Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie* 1983; *Ann. Phys. Fr.* 9 (1984) 791.
- [96] S. Åberg, H. Flocard and W. Nazarewicz, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 40 (1990) 439.
- [97] P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen, S.J. Krieger and M.S. Weiss, *Nucl. Phys.* A443 (1985) 39.
- [98] F. Tondeur, *Nucl. Phys.* A315 (1979) 353.
- [99] S.J. Krieger, P. Bonche, H. Flocard, P. Quentin and M.S. Weiss, *Nucl. Phys.* A517 (1990) 275.
- [100] J. Terasaki, P.-H. Heenen, P. Bonche, J. Dobaczewski and H. Flocard, *Nucl. Phys.* A593 (1995) 1.
- [101] S. Mizutori, J. Dobaczewski, G.A. Lalazissis, W. Nazarewicz and P.-G. Reinhard, *Phys. Rev. C* (2000) .
- [102] J. Kucharek and P. Ring, *Nucl. Phys.* A593 (1995) 1.
- [103] R.R. Chasman, *Phys. Rev. C*14 (1976) 1935.
- [104] P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P.-H. Heenen and J. Meyer, *Nucl. Phys.* A510 (1990) 466.
- [105] N. Fukunishi, T. Otsuka and I. Tanihata, *Phys. Rev. C*48 (1993) 1648.
- [106] F. Tondeur, *Phys. Lett.* 123B (1983) 139.
- [107] W.R. Gibbs and J.P. Dedonder, *Phys. Rev. C*46 (1992) 1825.
- [108] P.-G. Reinhard and M. Girod, *Nucl. Phys.* A389 (1982) 179.
- [109] M. Farine, D. Von Eiff, P. Schuck, J.-F. Berger, J. Dechargé and M. Girod, *J. Phys. G* 25 (1999) 863.
- [110] P.-G. Reinhard and C. Toepffer, to be published; P.-G. Reinhard, communications privées.
- [111] The IsoSpin Laboratory (ISL), Research Opportunities with Radioactive Beams, Report prepared by the North American Steering Committee for the IsoSpin Laboratory, Report LALP 91-51, 1991.
- [112] J.F. Berger, 2001, communication privée.
- [113] E. Roeckl, *Rep. Prog. Phys.* 55 (1992) 1661.
- [114] M. Brack, *Rev. Mod. Phys.* 65 (1993) 677.
- [115] E. Chabanat, communication privée.
- [116] S. Bjørnholm and J.E. Lynn, *Rev. Mod. Phys.* 52 (1980) 725.
- [117] Z. Patyk, A. Sobiczewski, P. Armbruster and K.-H. Schmidt, *Nucl. Phys.* A491 (1989) 267; Z. Patyk and A. Sobiczewski, *Nucl. Phys.* A533 (1991) 132.
- [118] J.F. Berger, *Nucl. Phys.* A502 (1989) 85c.
- [119] Ph. Quentin, *Comptes-Rendus de la 6^{ème} Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, La Toussuire, 2-6 Février 1981, Rapport LYCEN 8102.*
- [120] M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky and C.Y. Wong, *Rev. Mod. Phys.* 44 (1972) 320.
- [121] M. Brack and P. Quentin, *Nucl. Phys.* A361 (1981) 35.
- [122] M.M. Majumdar, J.N. De, C. Samanta and S.K. Samaddar, *Phys. Rev. C*48 (1993) 2093.
- [123] F. Tondeur, *Nucl. Phys.* A442 (1985) 460.
- [124] P. Bonche, S.J. Krieger, P. Quentin, M.S. Weiss, J. Meyer, M. Meyer, N. Redon, H. Flocard and P.-H. Heenen, *Nucl. Phys.* A500 (1989) 308; S.J. Krieger, P. Bonche, M.S. Weiss, J. Meyer, H. Flocard and P.-H. Heenen, *Nucl. Phys.* A542 (1992) 43.
- [125] M. Meyer and J.P. Vivien, *Ann. Phys. Fr.* 17 (1992) 11.
- [126] Z. Patyk, A. Baran, J.F. Berger, J. Dechargé, J. Dobaczewski, P. Ring and A. Sobiczewski, *Phys. Rev. C*59 (1999) 704.
- [127] G. Audi, Cours donné à XIX^{ème} ECOLE Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, voir ce volume.
- [128] P.-H. Heenen, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, P. Bonche and T.L. Khoo, *Phys. Rev. C*57 (1998) 1719.
- [129] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn and W. Greiner, *Phys. Rev. C*60 (1999) 034304.
- [130] A.T. Kruppa, M. Bender, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard, T. Vertse and S. Ówiok, *Phys. Rev. C*61 (200) .
- [131] J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz and J.A. Sheikh, preprint, JIHIR 93-20, 93-23, Oak Ridge, USA.
- [132] K. Sumiyoshi, D. Hirata, H. Toki and H. Sagawa, *Nucl. Phys.* A552 (1993) 437; D. Hirata, H. Toki, I. Tanihata, K. Sumiyoshi, Y. Sugahara and R. Brockmann, paper presented at the "Third Int. Conf. on Radioactive Beam", East Lansing, USA, May 24-27, 1993; D. Hirata, Ph.D Thesis, Saitama University, Japan, 1993; Report RIKEN-AF-NP-152, March 1993.
- [133] M.M. Sharma, G.A. Lalazissis, W. Hillebrandt and P. Ring, preprint MPA 758, Garching, Allemagne, October 1993, to be published in *Phys. Rev. Lett.* .
- [134] N. Tajima, P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen and M.S. Weiss, *Nucl. Phys.* A551 (1993) 434.
- [135] B. Nerlo-Pomorska and B. Mach, preprint Lublin, Pologne, Novembre 1993.
- [136] M. Girod, communication privée.
- [137] C. Detraz and D.J. Vieira, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 39 (1989) 407.
- [138] A.C. Mueller and B.M. Sherrill, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 43 (1993) in print.
- [139] M. Girod, Ph. Dessagne, M. Bernas, M. Langevin, F. Pougheon and F. Roussel, *Phys. Rev. C*37 (1988) 2600.
- [140] M. Bernas, P. Armbruster, J.P. Bocquet, R. Brissot, H. Faust, Ch. Kozhuharov and J.L. Sida, *Z. Phys.* A336 (1990) 41.
- [141] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* A565 (1993) 1 and 66.
- [142] M. Bernas, P. Armbruster, S. Czajkowski, H. Faust, J.P. Bocquet and R. Brissot, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 3661.
- [143] V. Borrel, R. Anne, D. Bazin, C. Borcea, G.G. Chubarian, R. del Moral, C. Détraz, S. Dogny, J.P. Dufour, L. Faux, A. Fleury, L.K. Fifield, D. Guillemaud-Mueller, F. Hubert, E. Kashy, M. Lewitowicz, C. Marchand, A.C. Mueller, F. Pougheon, M.S. Pravikoff, M.G. Saint-Laurent et O. Sorli, *Z. Phys.* A344 (1992) 135; V. Borrel, Invited talk

- given at the *Radioactive Beams Third International Conference*, East Lansing, USA, May 24-27, 1993.
- [144] R.D. Page, P.J. Woods, R.A. Cunningham, T. Davidson, N.J. Davis, S. Hofmann, A.N. James, K. Livingston, P.J. Sellin and A.C. Shotter, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 1287.
 - [145] M. Girod, J.P. Delaroche, D.Gogny and J.F. Berger, *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989) 2452.
 - [146] P. Möller and R. Nix, *Nucl. Phys.* A536 (1992) 20.
 - [147] P.-G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner and J. Friedrich, *Z. Phys.* A323 (1986) 3; M. Rufa, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, W. Greiner and M.R. Strayer, *Phys. Rev.* C38 (1988) 390.
 - [148] H. Toki, Y. Sugahara, D. Hirata, B.V. Carlson and I. Tanihata, *Nucl. Phys.* A524 (1991) 633.
 - [149] D. Hirata, H. Toki, I. Tanihata and P. Ring, *Phys. Lett.* 314B (1993) 168.
 - [150] S.K. Patra and C.R. Praharaj, *Phys. Rev.* C47 (1993) 2978.
 - [151] J.A. Sheikh, J.P. Maharana and Y.K. Gambhir, *Phys. Rev.* C48 (1993) 192.
 - [152] D. Hirata, H. Toki, T. Watabe, I. Tanihata and B.V. Carlson, *Phys. Rev.* C44 (1991) 1467.
 - [153] J.A. Sheikh and P. Ring, *Phys. Rev.* C47 (1993) R1850.
 - [154] M.M. Sharma, G.A. Lalazissis and P. Ring, *Phys. Lett.* 317B (1993) 9.
 - [155] Fl. Stancu, D.M. Brink and H. Flocard, *Phys. Lett.* 68B (1977) 108.
 - [156] Review of Particle Physics, Particle Data Group, *Eur. Phys. J.* C15 (2000) 1.

Comment peut-on Évaluer les Masses Atomiques

Georges Audi

*Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, CSNSM, IN2P3-CNRS,
Bâtiment 108, F-91405 Orsay Campus, France*

Abstract

The ensemble of experimental data on the 2830 nuclides which have been observed since the beginning of Nuclear Physics are being evaluated, according to their nature, by different methods and by different groups. The two "horizontal" evaluations in which I am involved: the Atomic Mass Evaluation AME and the NUBASE evaluation belong to the class of "static" nuclear data. In this lecture I will explain and discuss in detail the philosophy, the strategies and the procedures used in the evaluation of atomic masses.

Résumé Les données expérimentales sur les 2830 nucléides observés depuis les débuts de la Physique Nucléaire sont évaluées, suivant leur nature, par différentes méthodes et par différents groupes. Les deux évaluations "horizontales" dans lesquelles je suis impliqué : l'Évaluation des Masses Atomiques AME et l'évaluation NUBASE appartiennent à la classe des données nucléaires "statiques". Dans ce cours je vais expliquer et discuter de manière approfondie la philosophie, les stratégies et les procédures utilisées dans l'évaluation des masses atomiques.

1 The Nuclear Data

Nuclear Physics started a little bit more than 100 years ago with the discoveries of Henri Becquerel and Pierre and Marie Curie. First, it was a science of curiosity exhibiting phenomena unusual for that time. It is not until the late thirties, well after the discovery of artificial radioactivity by Frédéric and Irène Joliot-Curie, that the research in that domain tended to accelerate drastically and that Nuclear Physics became more and more a quantitative science.

Since then, scientists have accumulated a huge amount of data on a large number of nuclides. Today there are some 2830 variations on the combination of protons and neutrons that have been observed. Although this number seems large, specially compared to the 6 000 to 7 000 that are predicted to exist, one should be aware that the numbers of protons and neutrons constituting a nuclide are not really independant. Their special correlation form a relatively narrow band around a line called the bottom of the valley of stability. In Fig. 1 this is illustrated for the known masses (colored ones) across the chart of nuclides. In other words, there is almost no constraint in isospin. From there follows the tendency of nuclear physicists to study nuclides at some distance from that line, which are called *exotic* nuclides.

Sometimes remeasurement of the same physical quantity improved a previous result; sometimes it entered in conflict with it. The interest of the physicist has also evolved with time: the quantities considered varied importantly, scanning all sort of data from cross

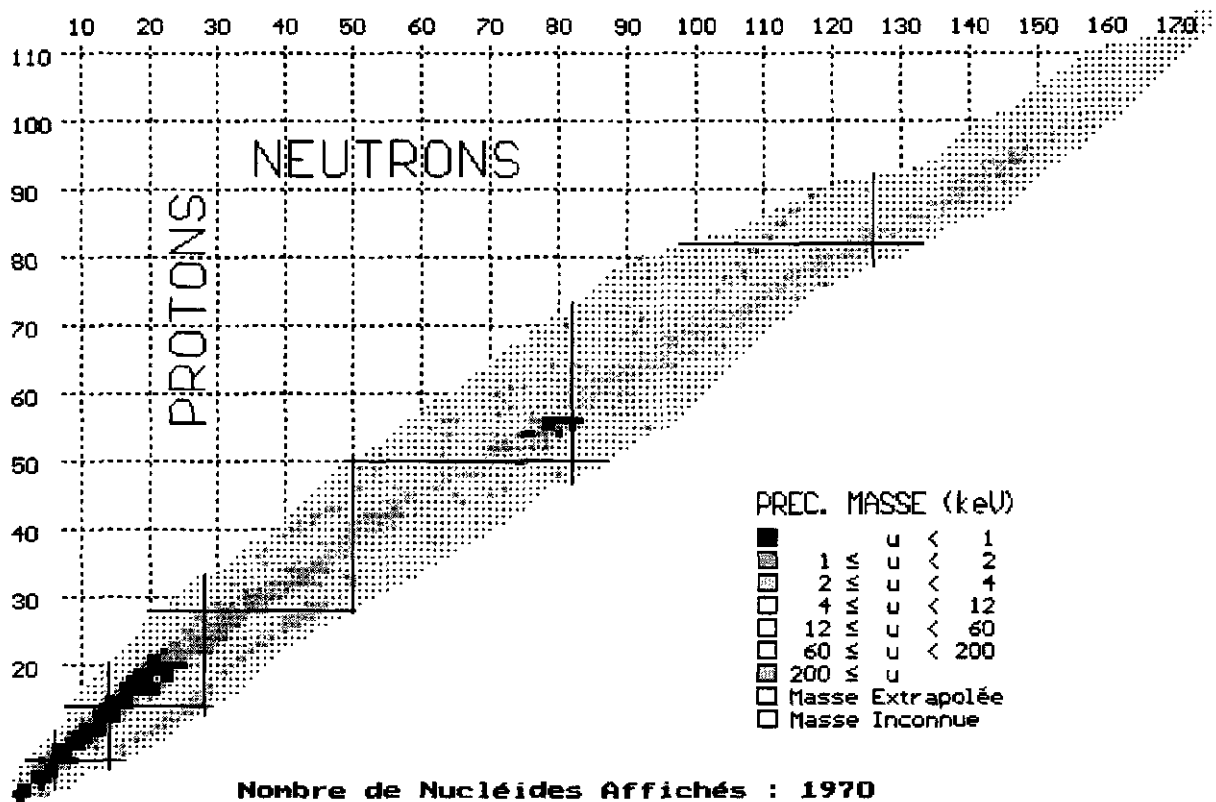


Figure 1: Chart of nuclides for the precision on masses. Only the known masses are colored, exhibiting crudely the narrowness of the valley of our knowledge in this immense landscape. Would these 1970 known masses be scattered around in the (N, Z) plane, our understanding of the nucleus would have been completely changed.

sections to masses, from half-lives to magnetic moments, from radii to superdeformed bands.

Thus, we are left nowadays with an enormous quantity of information on the atomic nucleus that need to be sorted, treated in a homogeneous way, while keeping traceability of the conditions under which they were obtained. When necessary, different data yielding values for the same physical quantity need to be compared, combined or averaged to derive an adopted value. Such values will be used in domains of physics that can be very far from nuclear physics, like half-lives in geo-chronology, cross-sections in proton-therapy, or masses in the determination of the α fine structure constant.

There are two classes of nuclear data: one class is for data related to nuclides at rest (or almost at rest); and the other class is for those related to nuclidic dynamics. In the first class, one finds ground-state and level properties, whereas the second encompasses reaction properties and mechanisms.

Nuclear ground-state masses and radii; magnetic moments; thermal neutron capture cross-sections; half-lives, spins and parities of excited and ground-state levels; the relative position (excitation energies) of these levels; their decay modes and the relative intensities of these decays; the transition probabilities from one level to another and the level width; the deformations; all fall in the category of what could be called the "static" nuclear properties.

Total and differential (in energy and in angle) reaction cross-sections; reaction mech-

anisms; and spectroscopic factors could be grouped in the class of “dynamic” nuclear properties.

Certainly, one single experiment, for example a nuclear reaction study, can yield data for both ‘static’ and ‘dynamic’ properties.

It is out of the scope of the present lecture to cover all aspects of nuclear properties and nuclear data. The fine structure of “static” nuclear data will be shortly described and the authors of the various evaluations presented. Then I will center this lecture on the two “horizontal” evaluations in which I am involved: the atomic mass evaluation AME and the NUBASE evaluation, both being strongly related, particularly when considering isomers.

2 “Static” nuclear data

2.1 The ENSDF: data for nuclear structure

The amount of data to be considered for nuclear structure is huge. They are represented schematically in Fig. 2 for each nuclide as one column containing all levels from the ground-state at the bottom of that column to the highest known excited state. All the known properties for each of the levels are included. Very early, it was found convenient to

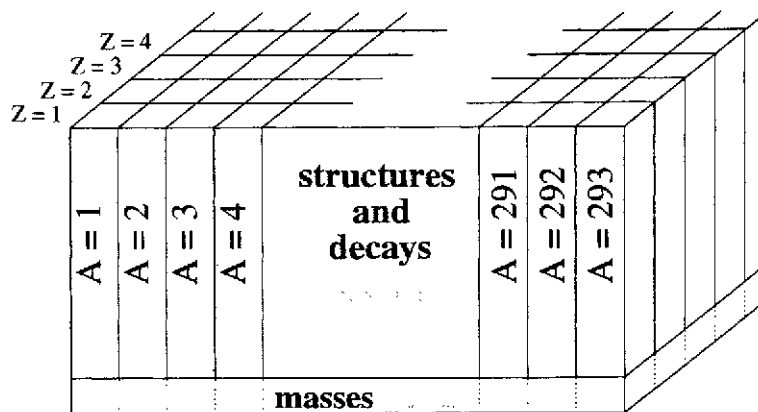


Figure 2: Schematic representation of all the available “static” nuclear data (structure, decay, mass, radius, moments,...). Each nuclide is represented as a building with its ground-state at the ground floor. The mass evaluation is represented on the ground floor, across all buildings. It includes also data for upper levels if they represent an energy relation to another nuclide, like a foot-bridge between two buildings that will allow to derive the level difference between their ground floors.

organize their evaluation in a network, splitting these data according to the mass of the nuclides, the A -chains. Such a division makes sense, since most of the decay relations among nuclides are β -decays where A is conserved. This is, of course, less true for heavier nuclides where α -decay is the dominant decay-mode connecting an A -nuclide to an $A - 4$ daughter. This structure is the one adopted by the Nuclear Structure and Decay Data network (the NSDD) organized internationally under the auspices of the IAEA in Vienna. An A -chain or a group of successive A -chains is put under the responsibility of one member of the network. His or her evaluation is refereed by another member of the network before

publication in the journal 'Nuclear Data Sheets' (or in the 'Nuclear Physics' journal for $A \leq 44$). At the same time the computer files of the evaluation (the ENSDF: 'Evaluated Nuclear Structure Data Files') are made available at the NNDC-Brookhaven [1]. In this evaluation network, most of the "static" nuclear data are being considered.

2.2 The atomic mass evaluation AME

However, the evaluation of data related to energy relations between nuclides is more complex due to numerous links that overdetermine the system and exhibit sometimes inconsistencies among data. This ensemble of energy relations is taken into account in the 'horizontal' structure of the Atomic Mass Evaluation AME. By 'horizontal' one means that a unique nuclear property is being considered across the whole chart of nuclides, here the ground-state masses. Only such a structure allows to encompass all types of connections among nuclides, whether derived from β -decays, α -decays, thermal neutron-capture, reaction energies, or mass-spectrometry where any nuclide, e.g. ^{200}Hg can be connected to a molecule like $^{12}\text{C}^{13}\text{C}^{35}\text{Cl}_5$ or, in a Penning trap mass spectrometer, to ^{208}Pb . I'll come back to this point later in this lecture.

2.3 The matter of isomers and the NUBASE evaluation

At the interface between the NSDD and the AME, one is faced with the problem of identifying - in some difficult cases - which state is the ground-state. The isomer matter is a continuous subject of worry in the AME, since a mistreatment can have important consequences on the ground-state masses. When an isomer decays by an internal transition, there is no ambiguity and the assignment as well as the excitation energy is given by the NSDD evaluators. However, when a connection to the ground-state cannot be obtained, most often a decay energy to (and sometimes from) a different nuclide can be measured (generally with less precision). In the latter case one enters the domain of the AME, where combination of the energy relations of the two long-lived levels to the daughters (or to the parents) with the masses of the latter, allows to derive the masses of both states, thus an excitation energy (and, in general, an ordering).

Up to the 1993 mass table, the AME was not concerned with all known cases of isomerism, but only in those that were relevant to the determination of the ground-state masses. In AME'95 it was decided, after discussion with the NSDD evaluators, to include all isomers for which the excitation energy "is not derived from γ -transition energy measurements (γ -rays and conversion electron transitions), and also those for which the precision in γ -transitions is not decidedly better than that of particle decay or reaction energies leading to them" [2].

However, differences in isomer assignment between the NSDD and the AME evaluations cannot be all removed at once, since the renewal of all A -chains in NSDD can take several years. In the meantime also, new experiments can yield information that could change some assignments. Here a 'horizontal' evaluation should help.

The isomer matter was one of the main reasons for setting up the NUBASE collaboration [3] leading to a thorough examination and evaluation of those ground-state and isomeric properties that can help in identifying which state is the ground-state and which states are involved in a mass measurement. NUBASE appears thus as a 'horizontal' database for several nuclear properties: masses, excitation energies of isomers, half-lives,

spins and parities, decay modes and their intensities. Applications extend from the AME to nuclear reactors, waste management, astrophysical nucleo-synthesis, and to preparation of nuclear physics experiments.

Setting up NUBASE allowed in several cases to predict the existence of an unknown ground-state, whereas only one long-lived state was reported, from trends of isomers in neighboring nuclides. A typical example is ^{161}Re , for which NUBASE'97 [3] predicted a $(1/2^+ \#)$ proton emitting state below an observed 14 ms α -decaying high-spin state. (Everywhere in AME and NUBASE the symbol $\#$ is used to flag values estimated from trends in systematics.) Since then, the 370 μs , $1/2^+$, proton emitting state was reported with a mass 124 keV below the 14 ms state. For the latter a spin $11/2^-$ was assigned [4]. Similarly, the recently discovered $11/2^-$ bandhead level in ^{127}Pr [5] is almost certainly an excited isomer. We estimate for this isomer, from systematical trends, an excitation energy of $600(200)\#$ keV and a half-life of approximately $50\#$ ms.

In some cases the value determined by the AME for the isomeric excitation energy allows no decision as to which of the two isomers is the ground-state. This is particularly the case when the uncertainty on the excitation energy is large compared to that energy, e.g.: $E^m(^{82}\text{As}) = 250 \pm 200$ keV; $E^m(^{134}\text{Sb}) = 80 \pm 110$ keV; $E^m(^{154}\text{Pm}) = 50 \pm 130$ keV.

Three main cases may occur. In the first one, there is no indication from the trends in J^π systematics of neighboring nuclides with same parities in N and Z , and no preference for ground-state or excited state can be derived from nuclear structure data. Then the adopted ordering as a general rule is such that the obtained value for E^m is positive. In the three examples above, ^{82}As will then have its (5^-) state located at 250 ± 200 keV above the (1^+) ; in ^{134}Sb the (7^-) will be 80 ± 110 keV above (0^-) ; and ^{154}Pm 's spin $(3,4)$ isomer 50 ± 130 keV above the $(0,1)$ ground-state. In the second case, one level could be preferred as ground-state from consideration of the trends of systematics in J^π . Then, the NUBASE evaluators accept the ordering given by these trends, even if it may yield a (slightly) negative value for the excitation energy, like in ^{108}Rh (high spin state at -60 ± 110 keV) and ^{195}At ($1/2^+$ state at -20 ± 60 keV). Such trends in systematics are still more useful for odd- A nuclides, for which isomeric excitation energies of isotopes (if N is even) or, similarly, isotones follow usually a systematic course. This allows to derive estimates both for the relative position and for the excitation energies where they are not known. Finally, there are cases where data exist on the order of the isomers, e.g. if one of them is known to decay into the other one, or if the Gallagher-Moszkowski rule [6] for relative positions of combinations points strongly to one of the two as being the ground-state. Then the negative part, if any, of the distribution of probability has to be rejected (Fig. 3). Value and error are then calculated from the moments of the positive part of the distribution.

2.4 Other 'horizontal' evaluations

There might be other reasons for 'horizontal' evaluations. The splitting of data among a large number of evaluators - like in the NSDD network described above - does not always allow having a completely consistent treatment of a given nuclear property through the chart of nuclides. In addition, some quantities may fall at the border of the main interest of such a network. This is the reason why a few 'horizontal' compilations or evaluations have been conducted for the benefit of the whole community. For example, one can quote the work of Otten [7] for isotope shift and hyperfine structure of spectral lines and the deduced radii, spins and moments of nuclides in their ground-state and long-lived isomeric

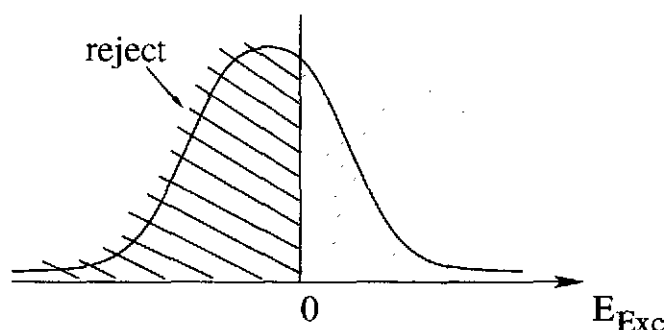


Figure 3: Truncated distribution of probability when there is a strong indication about ordering of ground-state and isomer.

states. An evaluation of isotope shifts has been published also by Aufmuth and coworkers [8], and Raghavan [9] gave a table of nuclear moments, updated recently by Stone [10]. More recent tables for nuclidic radii were published by Angeli [11] in 1991 and by Nadjakov *et al* [12] in 1994. Two other 'horizontal' evaluations are worth mentioning. One is the evaluation of isotopic abundances, by Holden [13]. The second one is the evaluation of Raman and coworkers [14] for the energy E_{2+} and the reduced electric quadrupole transition probability $B(E2)$ of the first excited 2^+ state in even-even nuclides.

3 The evaluation of atomic masses (AME)

The atomic mass evaluation is particular when compared to the other evaluations of data reviewed above, in that there are almost no absolute determinations of masses. All mass determinations are relative measurements. Each experimental datum sets a relation in energy among two (rarely more) nuclides. It can be therefore represented by one link among these two nuclides. The ensemble of these links generates a highly entangled network. This is the reason why, as I mentioned earlier (cf. Section 2.2), a 'horizontal' evaluation is essential.

I will not enter in details in the different types of mass experiments, since there will be another lecture devoted to this subject [15]. Nevertheless, I need to sketch the various classes of mass measurements to outline how they enter the evaluation of masses and how they interfere with each other.

Generally a mass measurement can be obtained either by establishing an energy relation between the mass we want to determine and a well known mass, this energy relation is then expressed in electron-volts (eV); or obtained as an inertial mass from its movement characteristics in an electro-magnetic field, the mass is then expressed in 'unified atomic mass' (u) (or its sub-unit, μ u).

The mass unit is defined, since 1960, by $1\text{ u} = \mathcal{M}(^{12}\text{C})/12$, one twelfth of the mass of one free atom of Carbon-12 in its atomic and nuclear ground-states. Before 1960, as Wapstra once told me, there were two mass units: the physical one $^{16}\text{O}/16$, and the chemical one which considered one sixteenth of the average mass of a standard mixture of the three stable isotopes of oxygen. Physicists could not convince the chemists to drop their unit; "The change would mean millions of dollars in the sale of all chemical substances", said the chemists, which is indeed true! Joseph H.E. Mattauch, the American

chemist Truman P. Kohman and Aaldert H. Wapstra then calculated that, if $^{12}\text{C}/12$ was chosen, the change would be ten times smaller for them, and in opposite direction! That lead to unification. 'u' stands therefore, officially, for "unified mass unit"!

The choice of the volt in the energy unit (the electronvolt) is not evident. In the AME, it appeared that not the *international* volt V should be used, but the volt V^* [16] as maintained in *standard* laboratories. The latter is defined by adopting a value for the constant $(2e/h)$ in the relation between frequency and voltage in the Josephson effect. This choice results from an analysis [17] showing that all precision measurements of reaction and decay energies are calibrated in such a way that they can be more accurately expressed in the *standard* volt. Also, the precision of the conversion factor between mass units and *standard* volts V^* is more accurate than that between it and *international* volts V:

$$\begin{aligned} 1 \text{ u} &= 931\,494.009\,0 \pm 0.007\,1 \text{ keV}^* \\ 1 \text{ u} &= 931\,494.013 \pm 0.037 \text{ keV} \end{aligned}$$

3.1 The experimental data

In this section we shall examine the various type of experimental information on masses and see how they enter the AME.

3.1.1 Reaction energies

The energy absorbed in a nuclear reaction is directly derived from the Einstein's relation $E = mc^2$. In a reaction $A(a,b)B$ requiring an energy Q_r to occur, the energy balance writes:

$$Q_r = \mathcal{M}_A + \mathcal{M}_a - \mathcal{M}_b - \mathcal{M}_B \quad (1)$$

This reaction is often endothermic, that is Q_r is negative, requiring input of energy to occur. Other nuclear reactions may release energy. This is the case, for example, for thermal neutron-capture reactions (n,γ) where the (quasi)-null energetic neutron is absorbed and populates levels in the continuum of nuclide 'B' at an excitation energy exactly equal to Q_r . Usually, the masses of the projectile 'a' and of the ejectile 'b' are known with a much higher accuracy than those of the target 'A', and of course the residual nuclide 'B'. Therefore Eq. 1 reduces to a linear combination of the masses of two nuclides:

$$\mathcal{M}_A - \mathcal{M}_B = q \pm dq \quad (2)$$

where $q = Q_r - \mathcal{M}_a + \mathcal{M}_b$.

A nuclear reaction usually deals with stable or very-long-lived target 'A' and projectile 'a', allowing only to determine the mass of a residual nuclide 'B' close to stability. Nowadays with the availability of radioactive beams, interest in reaction energy experiments could be revived.

It is worth mentioning in this category the very high accuracies attainable with (n,γ) and (p,γ) reactions. They play a key-rôle in providing many of the most accurate mass differences, and help thus building the "backbone" of masses along the valley of β -stability.

Also very accurate are the self-calibrated reaction energy measurements using spectrometers. When measuring the difference in energy between the spectral lines corresponding to reactions $A(a,b)B$ and $C(a,b)D$ with the same spectrometer settings [18] one

can reach accuracies better than 100 eV. Here the measurement can be represented by a linear combination of the masses of four nuclides:

$$\delta Q_r = M_A - M_B - M_C + M_D \quad (3)$$

The most precise reaction energy is the one that determined the mass of the neutron from the neutron-capture energy of ^1H at the ILL [19]. The $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ established a relation between the masses of the neutron, of ^1H and of the deuteron with the incredible precision of 0.4 eV.

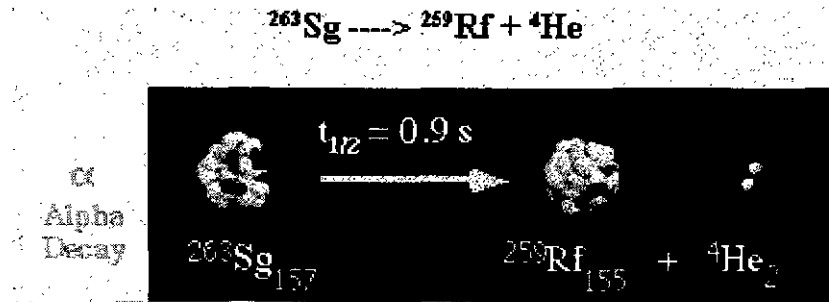
3.1.2 Desintegration energies

Desintegration can be considered as a particular case of reaction, where there is no incident particle. Of course, here the energies Q_{β^-} , Q_{α} or Q_p are almost always positive, i.e. these particular reactions are exothermic. For the $A(\beta^-)B$, $A(\alpha)B$ or $A(p)B$ desintegrations¹, one can write respectively:

$$Q_{\beta^-} = M_A - M_B \quad (4)$$

$$Q_{\alpha} = M_A - M_B - M_{\alpha} \quad (5)$$

$$Q_p = M_A - M_B - M_p \quad (6)$$



These measurements are very important because they allow deriving masses of unstable or very unstable nuclides. This is more specially the case for the proton decay of nuclides at the drip-line, in the medium- A region [20].

α -decays have permitted to determine the masses of the heavy nuclides. Moreover, the time coincidence of α lines in a decaying chain allows very clear identification of the heaviest ones.

3.1.3 Mass Spectrometry

Mass-spectrometric determination of atomic masses are often called 'direct' mass measurements because they are supposed to determine not an energy relation between two nuclides, but directly the mass of the desired one. In principle this is true, but only to the level of accuracy of the parameter of the spectrometer that is the least well known,

¹The drawing for α -decay is taken from the educational Web site of the Lawrence Berkeley Laboratory: <http://www.lbl.gov/abc/>.

which is usually the magnetic field in which the ions move. It follows that the accuracy in such absolute direct mass determination is very poor.

This is why, in all precise mass measurements, the mass of an unknown nuclide is always compared, in the same magnetic field, to that of a reference nuclide. Thus, one determines a ratio of masses, where the value of the magnetic field cancels, leading to a much more precise mass determination. As far as the AME is concerned, here again we have a mass relation between two nuclides.

One can distinguish three sub-classes in the class of mass measurement by mass-spectrometry (see also [15]):

1. Classical mass-spectrometry, where the electromagnetic deflection plays the key-rôle. More exactly the two beams corresponding to the ion of the investigated nuclide and to that of the reference are forced to follow the same path in the magnetic field. The ratio of the voltages of some electrostatic devices that make this condition true determines the ratio of masses. These voltages are determined either from the values of resistors in a bridge [21] or directly from a precision voltmeter [22].
2. Time-of-Flight spectrometry, where one measures simultaneously the momentum of an ion (from its magnetic rigidity $B\rho$) and its velocity (from the time of flight on a well-determined length) [23]. Calibration in this type of experiment requires a large set of reference masses, so that the AME cannot establish a simple relation between two nuclides. Nevertheless, the calibration function thus determined, together with its contribution to the error is generally well accounted for. The chance is small that recalibration might be necessary. In case it appears to be so in some future, one could consider a global recentering of the published values. It is interesting to note that Time-of-Flight spectrometers can be also set-up in cyclotrons [24] or in storage rings [25].
3. Cyclotron Frequency, when measured in a homogeneous magnetic field, yields mass value of very high precision due to the fact that frequency is the physical quantity that can be measured with the highest accuracy with the present technology. Three types of spectrometers follow this principle:
 - the *Radio-Frequency Mass Spectrometer* (Fig. 4) invented by L.G. Smith [26] where the measurement is obtained in-flight, as a transmission signal, in only one turn;
 - the *Penning Trap Spectrometer* (Fig. 5) where the ions are stored for 0.1–2 seconds to interact with a radio-frequency excitation signal [27]; and
 - the *Storage Ring Spectrometer* where the ions are stored and the ion beam cooled, while a metallic probe near the beam picks up the generated Schottky noise (a signal induced by a moving charge) [28].

3.2 Data evaluation in the AME

The evaluation of masses share with most other evaluations many procedures. However, the very special character in the treatment of data in the mass evaluation is that all measurements are relative measurements. Each experimental datum will be thus represented by a link connecting two or three nuclei (cf. Section 3.3.1). The set of connections results

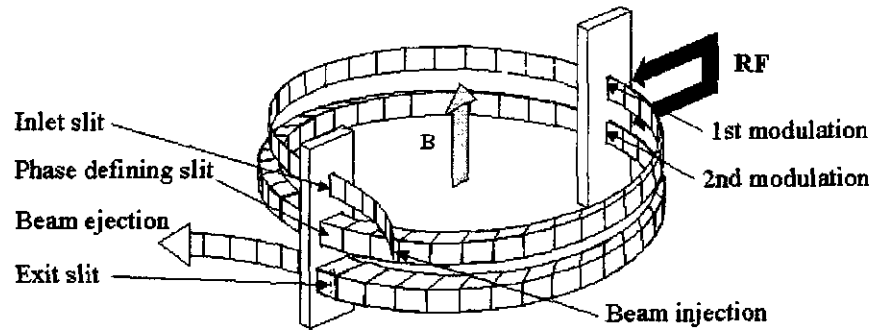


Figure 4: Principle of the *Radio-Frequency Mass Spectrometer*. Ions make two turns following a helicoidal path in a homogeneous field \vec{B} . Two RF excitations are applied at one turn interval. Only ions for which the two excitations are in opposite phase (and then cancel) will exit the spectrometer and be detected. Typical diameter of the helix is 0.5-1 meter. This scheme is from the MISTRAL Web site: <http://csnwww.in2p3.fr/groupe/massatom/>.

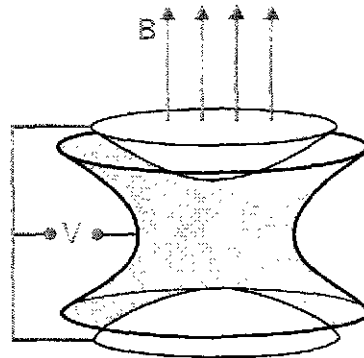


Figure 5: Principle of the *Penning Trap Spectrometer*. Ions follow a cyclotron motion in the horizontal plane due to \vec{B} and cannot escape axially due to repulsion by the end-cup electrodes. The ring electrode is split to allow RF excitation. Typical inner size is 1-2 cm. This scheme is from the ISOLTRAP Web site: <http://cern.ch/isoltrap/>.

in a complex canvas where data of different type and origin are entangled. Here lies the very challenge to extract values of masses from the experiments. The counterpart is that the overdetermined data system will allow cross-checks and studies of the consistencies within this system. The other help to the evaluator will be the property of regularity of the surface of masses that will be described in the last section of this lecture.

The first step in the evaluation of data is to make a compilation, i.e. a collection of all the available data. This collection must include the 'hidden' data: a paper does not always say clearly in the abstract or the keywords that some of the information inside is of interest for mass measurement. The collection includes also even poorly documented datum, which is labelled accordingly in the AME files.

The second step is the critical reading, which might include:

1. the evaluation or re-evaluation of the calibration procedures, the calibrants, and of the precisions of the measurements;
2. spectra examination: peaks position and relative intensities, peaks symmetry, qual-

ity of the fit;

3. search for the PRIMARY information, in the data, which do not necessarily appear always as clearly as they should. (i.e. if the authors combined the original result with other data, to derive a mass value, the AME should retain only the former);

The third step in the data evaluation will be to compare the results of the examined work to earlier results if they exist (either directly, or through a combination of other data). If there are no previous results, comparison could be done with estimates from extrapolations, exploiting the above mentioned regularity of the mass surface (cf. Section 3.5), or to estimates from mass models or mass formulae.

Finally, the evaluator might have to establish a dialog with the authors of the work, asking for complementary information when necessary, or suggesting different analyses, or suggesting new measurements.

The new data can now enter the data-file as one line. For example, for the electron capture of ^{205}Pb , the evaluator enters:

```
205 890816000c1 B 78Pe08 41.4 1.1 205Pb(e)205Tl 0.525 0.008 LM
```

where besides a 14 digits ID-number, there is a flag (as described in Ref. [2], p. 451), here 'B', then the NSR reference-code [29] for the paper '78Pe08' where the data appeared, the value for the Q of the reaction with its error bar (41.4 ± 1.1 keV), and the reaction equation, where 'e' stands for electron-capture. The information in the last columns says that this datum has been derived from the intensity ratio (0.525 ± 0.008) of the L and M lines in electron capture. The evaluator can add as many comment lines as necessary, following this data line, for other information he judges useful for exchange with his fellow evaluator. Some of these comments, useful for the user of the mass tables, will appear in the AME publication.

3.3 Data treatment

In this section, we shall first see how the network of data is built, then how the system of data can be reduced. In the third and fourth subsections, I shall describe shortly the least-squares method used in the AME and the computer program that will decode data and calculate the adjusted masses. A fifth part will develop the very important concept of 'Flow-of-Information' matrix. Finally, I shall explain how checking the consistency of data (or of sub-group of data) can help the evaluator in his judgment.

3.3.1 Data entanglement - Mass Correlations

We have seen in Section 3.1 that all mass measurements are RELATIVE measurements. Each experimental piece of data can be represented by a link between two, sometimes three, and more seldomly four nuclides. As mentioned earlier, assembling these links produces an extremely entangled network. A part of this network can be seen in Fig. 6. One notices immediately that there are two types of symbols, the small and the large ones. The small ones represent the so-called SECONDARY nuclides; while the nuclides with large symbols are called PRIMARY. Secondary nuclides are connected by SECONDARY data, represented by dashed lines (at least for the small black circles on this diagram). A

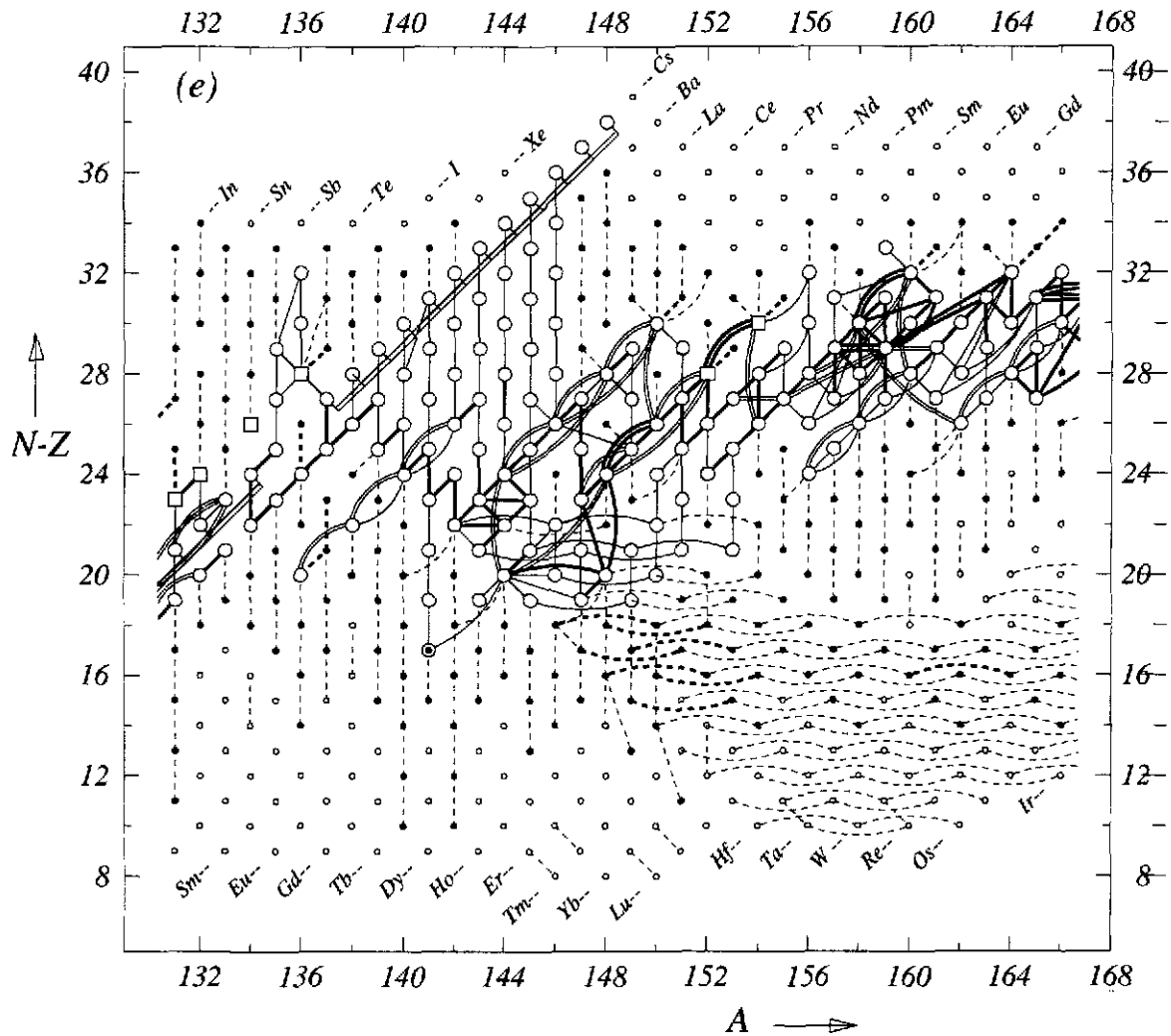


Figure 6: Diagram of connections for the experimental data. Each symbol represents one nuclide and each line represents one piece of data connecting two nuclides. When a nuclide is connected to Carbon-12 (often the case for mass spectrometry), it is represented by a square symbol.

chain of dashed lines is at one end free, and at the other end connected to one unique primary nuclide (large symbol). This representation means that all secondary nuclides are determined uniquely by the chain of secondary connections going down to a primary nuclide. The latter are multiply determined and enter thus the entangled canvas. They are inter-connected by PRIMARY data, represented by full lines.

We see immediately from Fig. 6 that the mass of a primary nuclide cannot be determined straightforwardly. One may think of making an average of the values obtained from all links, but such a recipe is erroneous because the other nuclides on which these links are built are themselves inter-connected, thus not independant. In other words these PRIMARY data, connecting the primary nuclides, are correlated, and the correlation coefficients are to be taken into account.

Caveat: the word *primary* used for these nuclides and for the data connecting them does not mean that they are more important than the others, but only that they are subject to the special treatment below.

3.3.2 Compacting the set of data

We have seen that *primary* data are correlated. We take into account these correlations very easily with the help of the least-squares method that will be described below. The *primary* data will be improved in the adjustment, since each will benefit from all the available information.

Secondary data will remain unchanged; they do not contribute to χ^2 . The masses of the secondary nuclides will be derived directly by combining the relevant adjusted primary mass with the secondary datum or data. This also means that secondary data can easily be replaced by new information becoming available (but one has to watch since the replacement can change other secondary masses down the chain as seen from the diagram Fig. 6).

We define DEGREES for *secondary* masses and *secondary* data. They reflect their distances along the chains connecting them to the network of primaries; they range from 2 to 16. Thus, the first secondary mass connected to a primary one will be a mass of degree 2, and the connecting datum will be a datum of degree 2 too. Degree 1 is for primary masses and data.

Before treating the primary data by the least-squares method, we try as much as possible to reduce the system, but without allowing any loss of information. One way to do so is to PRE-AVERAGE identical data: two or more measurements of the same physical quantities can be replaced by their average value and error. Also the so-called PARALLEL data can be pre-averaged: they are data that give essentially values for the mass difference between the same two nuclides, e.g. ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(p, d){}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(d, t){}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}$. Such data are represented together, in the main least-squares calculation, by an average value for one of them. If the Q data to be pre-averaged are strongly conflicting, i.e. if the consistency factor (or Birge ratio, or normalized χ)

$$\chi_n = \sqrt{\frac{\chi^2}{Q-1}} \quad (7)$$

resulting in the calculation of the pre-average is greater than 2.5, the (internal) error σ_i in the average is multiplied by the Birge ratio ($\sigma_e = \sigma_i \times \chi_n$). The quantity σ_e is often called the 'external' error. However, this treatment is not used in the very rare cases where the errors in the values to be averaged differ too much from one another, since the assigned errors lose any significance (three cases in AME'93). We there adopt an arithmetic average and the dispersion of values as error, which is equivalent to assigning to each of these conflicting data the same error.

In AME'93, as much as 28% of the 929 cases in the pre-average had values of χ_n beyond unity, 4.5% beyond two, 0.7% beyond 3 and only one case beyond 4, giving a very satisfactory distribution overall. With the choice above of a threshold of $\chi_n^0=2.5$ for the Birge ratio, only 1.5% of the cases are concerned by the multiplication by χ_n . As a matter of fact, in a complex system like the one here, many values of χ_n beyond 1 or 2 are expected to exist, and if errors were multiplied by χ_n in all these cases, the χ^2 -test on the total adjustment would have been invalidated. This explains the choice made in the AME of a rather high threshold ($\chi_n^0 = 2.5$), compared e.g. to $\chi_n^0=2$ recommended by Woods and Munster [30] or, even, $\chi_n^0=1$ used in a different context by the Particle Data Group [31], for departing from the rule of internal error of the weighted average (see also [32]).

Another method to increase the meaning of the final χ^2 is to exclude data with weights at least a factor 10 less than other data, or combinations of other data giving the same result. They are still kept in the list of input data but labelled accordingly; comparison with the output values allows to check that this procedure did not have unwanted consequences.

The system of data is also greatly reduced by replacing data with isomers by an equivalent datum for the ground-state, if a γ -ray energy measurement is available from the NNDC (cf. Section 2.3). Excitation energies from such γ -ray measurements are normally far more precise than reaction energy measurements.

Typically, we start from a set of 6000 to 7000 experimental data connecting some 3000 nuclides. After pre-averaging, taking out the data with very poor accuracy and separating the secondary data, we are left with a system of 1500 primary data for 800 nuclides.

3.3.3 Least-squares method

Each piece of data has a value $q_i \pm dq_i$ with the accuracy dq_i (one standard deviation) and makes a relation between 2, 3 or 4 masses with unknown values m_λ . An overdetermined system of Q data to M masses ($Q > M$) can be represented by a system of Q linear equations with M parameters:

$$\sum_{\lambda=1}^M k_i^\lambda m_\lambda = q_i \pm dq_i \quad (8)$$

(e.g. Eq. 2 or Eq. 3) or, in matrix notation, $\mathbf{K}|m\rangle = |q\rangle$. We see immediately that matrix \mathbf{K} is essentially filled with zero values, e.g. for reaction $A(a,b)B$, Eq. 2 shows that the corresponding line of \mathbf{K} has only two non-zero elements. We define the diagonal weight matrix \mathbf{W} by its elements $w_i^i = 1/(dq_i dq_i)$.

The solution of the least-squares method leads to a very simple construction:

$${}^t\mathbf{K}\mathbf{W}\mathbf{K}|m\rangle = {}^t\mathbf{K}\mathbf{W}|q\rangle \quad (9)$$

the NORMAL matrix $\mathbf{A} = {}^t\mathbf{K}\mathbf{W}\mathbf{K}$ is a square matrix of order M , positive-definite, symmetric and regular and hence invertible [33]. Thus the vector $|\bar{m}\rangle$ for the adjusted masses is:

$$|\bar{m}\rangle = \mathbf{A}^{-1} {}^t\mathbf{K}\mathbf{W}|q\rangle \quad \text{or} \quad |\bar{m}\rangle = \mathbf{R}|q\rangle \quad (10)$$

The rectangular (M, Q) matrix \mathbf{R} is called the RESPONSE matrix.

The diagonal elements of \mathbf{A}^{-1} are the squared errors on the adjusted masses, and the non-diagonal ones $(a^{-1})_\lambda^\mu$ are the coefficients for the correlations between masses m_λ and m_μ .

3.3.4 The AME computer program

The four phases of the AME computer program perform the following tasks:

1. decode and check the data file;
2. build up a representation of the connections between masses, allowing thus to separate primary masses and data from secondary ones and then to reduce drastically the size of the system of equations to be solved, without any loss of information;

3. perform the least-squares matrix calculations (see above); and
4. deduce the atomic masses, the nuclear reaction and separation energies, the adjusted values for the input data, the *influences* of data on the primary masses described in next section, and display information on the inversion errors, the correlations coefficients, the values of the χ^2 (cf. Section 3.3.6), and the distribution of the normalized deviations v_i .

3.3.5 Flow-of-Information

The flow-of-information matrix is a powerful method that allows to trace back, in the least-squares method, the contribution of each individual piece of data to each of the parameters (here the atomic masses). The AME uses this method since 1993.

The flow-of-information matrix \mathbf{F} is defined as follows: \mathbf{K} , the matrix of coefficients, is a rectangular (Q, M) matrix, the transpose of the response matrix ${}^t\mathbf{R}$ is also a (Q, M) rectangular one. The (i, λ) element of \mathbf{F} is defined as the product of the corresponding elements of ${}^t\mathbf{R}$ and of \mathbf{K} . In reference [34] it is demonstrated that such element represents the “*influence*” of datum i on parameter (mass) m_λ . A column of \mathbf{F} thus represents all the contributions brought by all data to a given mass m_λ , and a line of \mathbf{F} represents all the influences given by a single piece of data. The sum of influences along a line is the “*significance*” of that datum. It has also been proven [34] that the influences and significances have all the expected properties, namely that the sum of all the influences on a given mass (along a column) is unity, that the significance of a datum is always less than unity and that it always decreases when new data are added. The significances defined in this way are exactly the quantities obtained by squaring the ratio of the adjusted over the input uncertainties, which is the recipe that was used before the discovery of the \mathbf{F} matrix to calculate the relative importance of data.

A simple interpretation of influences and significances can be obtained in calculating, from the adjusted masses and Eq. 8, the adjusted data:

$$|\bar{q}\rangle = \mathbf{KR}|q\rangle. \quad (11)$$

The i^{th} diagonal element of \mathbf{KR} represents then the contribution of datum i to the determination of \bar{q}_i (same datum): this quantity is exactly what is called above the *significance* of datum i . This i^{th} diagonal element of \mathbf{KR} is the sum of the products of line i of \mathbf{K} and column i of \mathbf{R} . The individual terms in this sum are then nothing else than the *influences* defined above.

The flow-of-information matrix \mathbf{F} , provides thus insight on how the information from datum i flows into each of the masses m_λ .

3.3.6 Consistency of data

The system of primary data being over-determined offers the evaluator several interesting possibilities to examine and judge the data. One might for example examine all data for which the adjusted values deviate importantly from the input ones (elemental contribution to χ^2). This might help to locate erroneous pieces of information. One could also examine a group of data in one experiment and check if the errors assigned to them in the experimental paper were not underestimated.

If the precisions dq_i assigned to the data q_i were indeed all accurate, the normalized deviations v_i between adjusted \bar{q}_i and input q_i data (cf. Eq. 11), $v_i = (\bar{q}_i - q_i)/dq_i$, would be distributed as a gaussian function of standard deviation $\sigma = 1$, and would make χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^Q \left(\frac{\bar{q}_i - q_i}{dq_i} \right)^2 \quad \text{or} \quad \chi^2 = \sum_{i=1}^Q v_i^2 \quad (12)$$

equal to $Q - M$, the number of degrees of freedom, with a precision of $\sqrt{2(Q - M)}$.

One can define as above the NORMALIZED CHI, χ_n (or 'consistency factor' or 'Birge ratio'): $\chi_n = \sqrt{\chi^2/(Q - M)}$ for which the expected value is $1 \pm 1/\sqrt{2(Q - M)}$.

For our current AME example of 1500 equations with 800 parameters, i.e. 700 degrees of freedom, one gets a theoretical $\chi_n = 1 \pm 0.027$. The value was 1.062 in AME'83 for $Q - M = 760$ degrees of freedom, 1.176 in AME'93 for $Q - M = 635$, and 1.169 in the AME'95 update for 622 degrees of freedom. This means that, on average, the errors in the input values entering the AME'95 were underestimated by 17%, an acceptable result. Or, to put it in another way, the experimentalists measuring masses were, on average, too optimistic by only 17%. The distribution of the v_i 's is also quite acceptable, with, in AME'93, 17% of the cases beyond unity, 2.6% beyond two, 0.4% beyond 3 and only one case (0.07%) beyond 4.

Another quantity of interest for the evaluator is the PARTIAL CONSISTENCY FACTOR, χ_n^p , defined for a (homogeneous) group of p data as:

$$\chi_n^p = \sqrt{\frac{Q}{Q - M} \frac{1}{p} \sum_{i=1}^p v_i^2}. \quad (13)$$

Of course the definition is such that χ_n^p reduces to χ_n if the sum is taken over all the input data. One can consider for example the two main classes of data: in AME'95, for energy measurements $\chi_n^p = 1.169$, and 1.170 for mass spectrometry data, showing that the two types of input data were equally responsible for the underestimated error of 17% mentioned above. One can also consider groups of data related to a given laboratory and with a given method of measurement (in AME'95 there were 164 groups of data) and examine the χ_n^p of each of them. A high value of χ_n^p might be a warning on the validity of the considered group of data within the reported errors. In general, in the AME such a situation is extremely rare, because deviating data are cured before entering the 'machinery' of the adjustment, at the stage of the evaluation itself (see Section 3.2).

3.4 Data requiring special treatment

It often happens that data require some special treatment before entering the data-file (cf. Section 3.2). Such is the case of data given with asymmetric uncertainties, or when information is obtained only as one lower and one upper limit, defining thus a range of values. We shall examine these two cases.

All errors entering the data-file must be one standard deviation (1σ) errors. When it is not the case, they must be converted to 1σ errors to allow combination with other data.

3.4.1 Asymmetric errors

Sometimes the precision on a measurement is not given as a single number, like σ (or dq in Section 3.3.3 above), but asymmetrically X_{-b}^{+a} , as shown in Fig. 7.

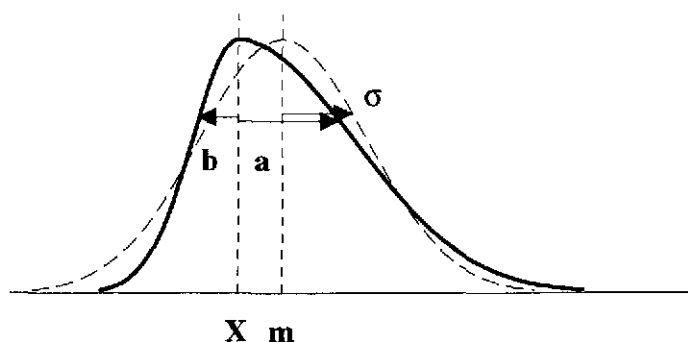


Figure 7: An experimental result is represented by an asymmetric probability density function (heavy solid line) with central value X and errors $+a$ and $-b$. This function is symmetrized as shown by the dashed line.

Such errors are symmetrized, before entering the treatment procedure. A rough estimate can be used: take the central value to be the mid-value between the upper and lower 1σ -equivalent limits $X + (a - b)/2$, and define the uncertainty to be the average of the two uncertainties $(a + b)/2$. A better approximation is obtained with the recipe described in Ref. [3]. The central value X is shifted to:

$$X + 0.64 \cdot (a - b) \quad (14)$$

and the precision σ is:

$$\sigma^2 = \left(1 - \frac{2}{\pi}\right) (a - b)^2 + ab. \quad (15)$$

In the appendix of Ref. [3] one can find the demonstration and discussion of Eq. 14 and Eq. 15.

3.4.2 Range of values

Some measurements are reported as a range of values with most probable lower and upper limits (Fig. 8). They are treated as a uniform distribution of probabilities [35]. The moments of this distribution yield a central value at the middle of the range and a 1σ uncertainty of 29% of that range.

3.5 Regularity of the mass-surface - Extrapolations

When all nuclear masses are displayed as a function of N and Z , one obtains a *surface* in a 3-dimensional space. However, due to the pairing energy, this surface is divided into four *sheets*. The even-even sheet lies lowest, the odd-odd highest, the other two nearly halfway between as represented in the scheme Fig. 9. The vertical distances from the even-even sheet to the odd-even and even-odd ones are the proton and neutron pairing energies Δ_{pp} and Δ_{nn} . They are nearly equal. The distances of the last two sheets to the

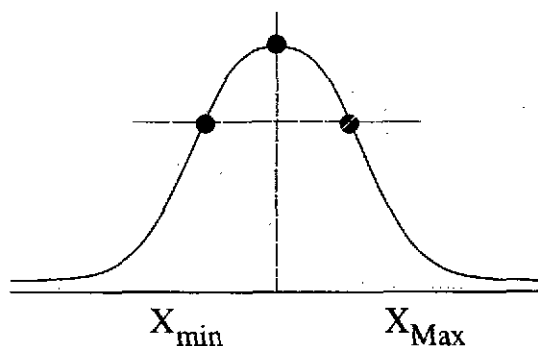


Figure 8: Experimental datum given as a range of values is represented by a rectangular distribution of probabilities.

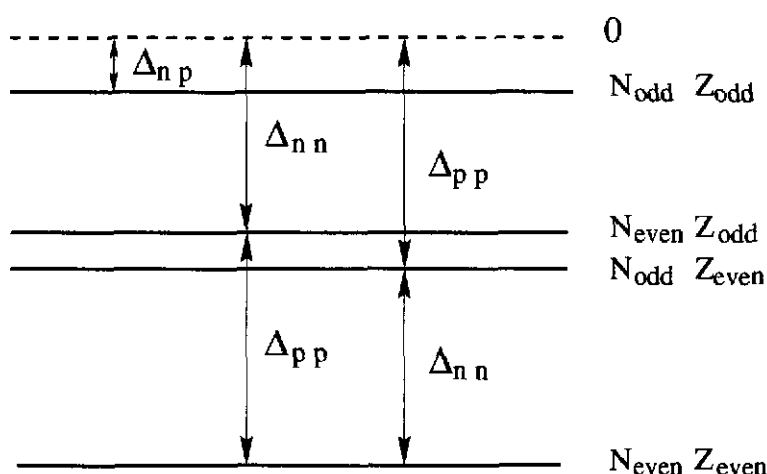


Figure 9: The surface of masses is split into four sheets. This scheme represents the pairing energies responsible for this splitting. The zero energy surface is a purely hypothetical one for no pairing at all among the last nucleons.

odd-odd sheet are equal to $\Delta_{nn} - \Delta_{np}$ and $\Delta_{pp} - \Delta_{np}$, where Δ_{np} is the proton-neutron pairing energy due to the interaction between the two odd nucleons. These energies are represented in the scheme Fig. 9 where a hypothetical energy zero represents a nuclide with no pairing among the last nucleons.

Experimentally, it has been observed that:

- the four sheets run nearly parallel in all directions, which means that the quantities Δ_{nn} , Δ_{pp} and Δ_{np} vary smoothly and slowly with N and Z ; and
- each of the mass sheets varies very smoothly with N and Z , however these variations are very rapid². The smoothness is also observed for first order derivatives (slopes, cf. Section 3.5.1) and all second order derivatives (curvatures of the mass surface). They are only interrupted in places by cusps or bumps associated with important changes in nuclear structure: shell or sub-shell closures, shape transitions (spherical-deformed, prolate-oblate), and the so-called 'Wigner' cusp along the $N = Z$ line.

²smooth means continuous, non-staggering; smooth does not mean slow.

This observed regularity of the mass sheets in all places where no change in the physics of the nucleus are known to exist, can be considered as ONE OF THE BASIC PROPERTIES of the mass surface. Thus, dependable estimates of unknown, poorly known or questionable masses can be obtained by extrapolation from well-known mass values on the same sheet. In the evaluation of masses the property of regularity and the possibility to make estimates are used for several purposes:

1. Any coherent deviation from regularity, in a region (N, Z) of some extent, could be considered as an indication that some new physical property is being discovered. However, if one single mass violates the systematic trends, then one may seriously question the correctness of the related datum. There might be, for example, some undetected systematic³ contribution to the reported result of the experiment measuring this mass.
2. There are cases where some experimental data on the mass of a particular nuclide disagree among each other and no particular reason for rejecting one or some of them could be found from studying the involved papers. In such cases, the measure of agreement with the just mentioned regularity can be used by the evaluators for selecting which of the conflicting data will be accepted and used in the evaluation.
3. There are cases where masses determined from ONLY ONE experiment (or from same experiments) deviate severely from the smooth surface. Fig. 10 for one of the derivatives of the mass surface (cf. Section 3.5.1) is taken from AME'93 and shows how replacements of a few such data by estimated values, can repair the surface of masses in a region, not so well known, characterized by important irregularities. The mass evaluators insist that only the most striking cases, not all irregularities, have been replaced by estimates: typically those that obscure plots like in Fig. 10.
4. Finally, drawing the mass surface allows to derive estimates for the still unknown masses, either from interpolations or from short extrapolations, as can be seen in Fig. 11. In the case of extrapolation however, the error in the estimated mass will increase with the distance of extrapolation. These errors are obtained by considering several graphs of systematics with a guess on how much the estimated mass may change without the extrapolated surface looking too much distorted. This recipe is unavoidably subjective, but has proven to be efficient through the agreement of these estimates with newly measured masses in the great majority of cases.

It would be desirable to give estimates for all unknown nuclides that are within reach of the present accelerator and mass separator technologies. But, in fact, the AME only estimates values for all nuclides for which at least one piece of experimental information is available (e.g. identification or half-life measurement or proof of instability towards proton or neutron emission). In addition, the evaluators want to achieve continuity in N , in Z , in A and in $N - Z$ of the set of nuclides for which

³Systematic errors are those due to instrumental drifts or instrumental fluctuations, that are beyond control and are not accounted for in the error budget. They might show up in the calibration process, or when the measurement is repeated under different experimental conditions. The experimentalist adds then quadratically a systematic error to the statistical and the calibration ones, in such a way as to have consistency of his data. If not completely accounted for or not seen in that experiment, they can still be observed by the mass evaluators when considering the mass adjustment as a whole.

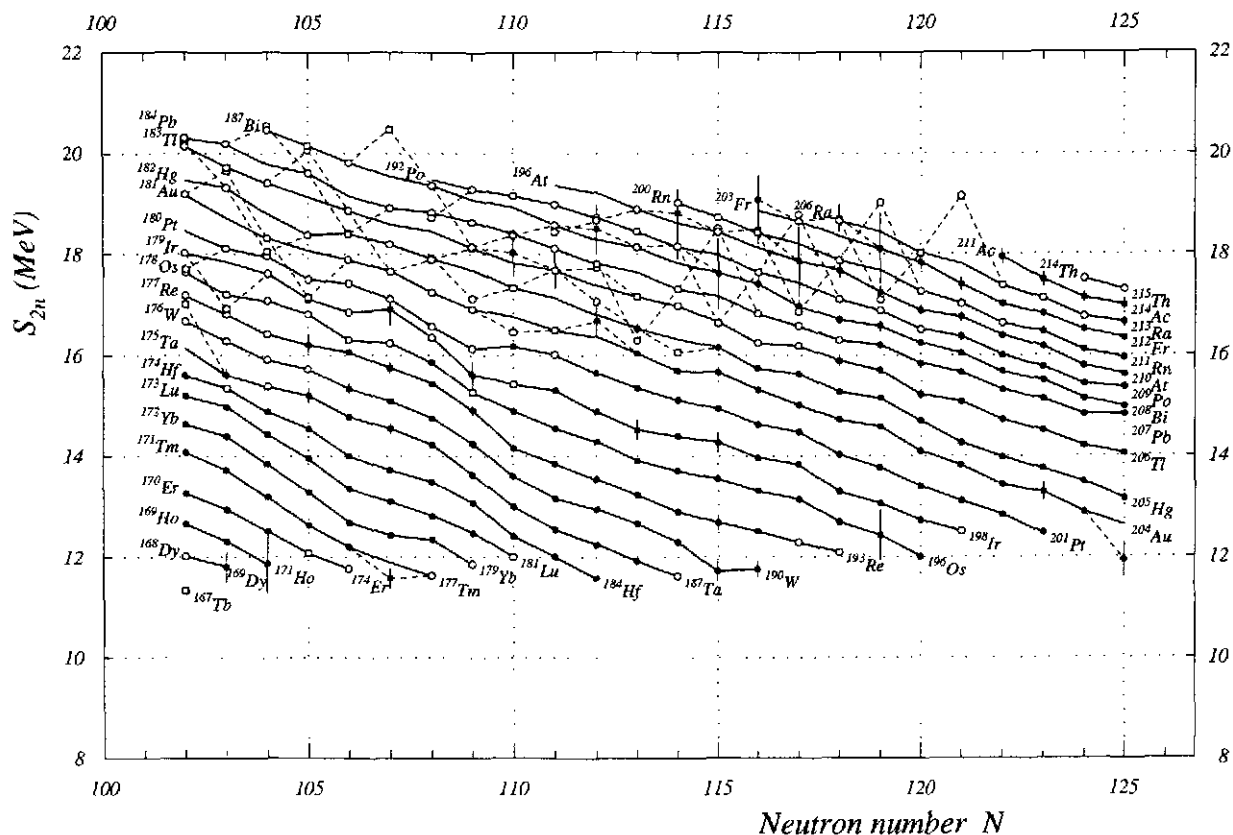


Figure 10: Two-neutron separation energies as a function of N (from AME'93, p. 166). Solid points and error bars represent experimental values, open circles represent masses estimated from "trends in systematics". Replacing some of the experimental data by values estimated from these trends, changes the mass surface from the dotted to the full lines. The use of a 'derivative' function adds to the confusion of the dotted lines, since two points are changed if one mass is displaced. Moreover, in this region there are many α links resulting in large propagation of errors.

mass values are estimated. This set is therefore the same as the one defined for NUBASE [3].

To be complete, it should be said that the REGULARITY property is not the only one used to make estimates: all available experimental information is taken into account. In particular, knowledge of stability or instability against particle emission, or limits on proton or alpha emission, yield upper or lower limits on the separation energies.

Direct observation of the mass surface is not convenient since the binding energy varies very rapidly with N and Z . Splitting in four sheets, as mentioned above, complicates even more such direct representation. There are two ways to still be able to observe with some precision the surface of masses: one of them uses the DERIVATIVES of this surface, the other is obtained by subtracting a simple function of N and Z from the masses.

They are both described below and I will end this section with a description of the interactive computer program that visualizes all these functions to allow easier derivation of the estimated values.

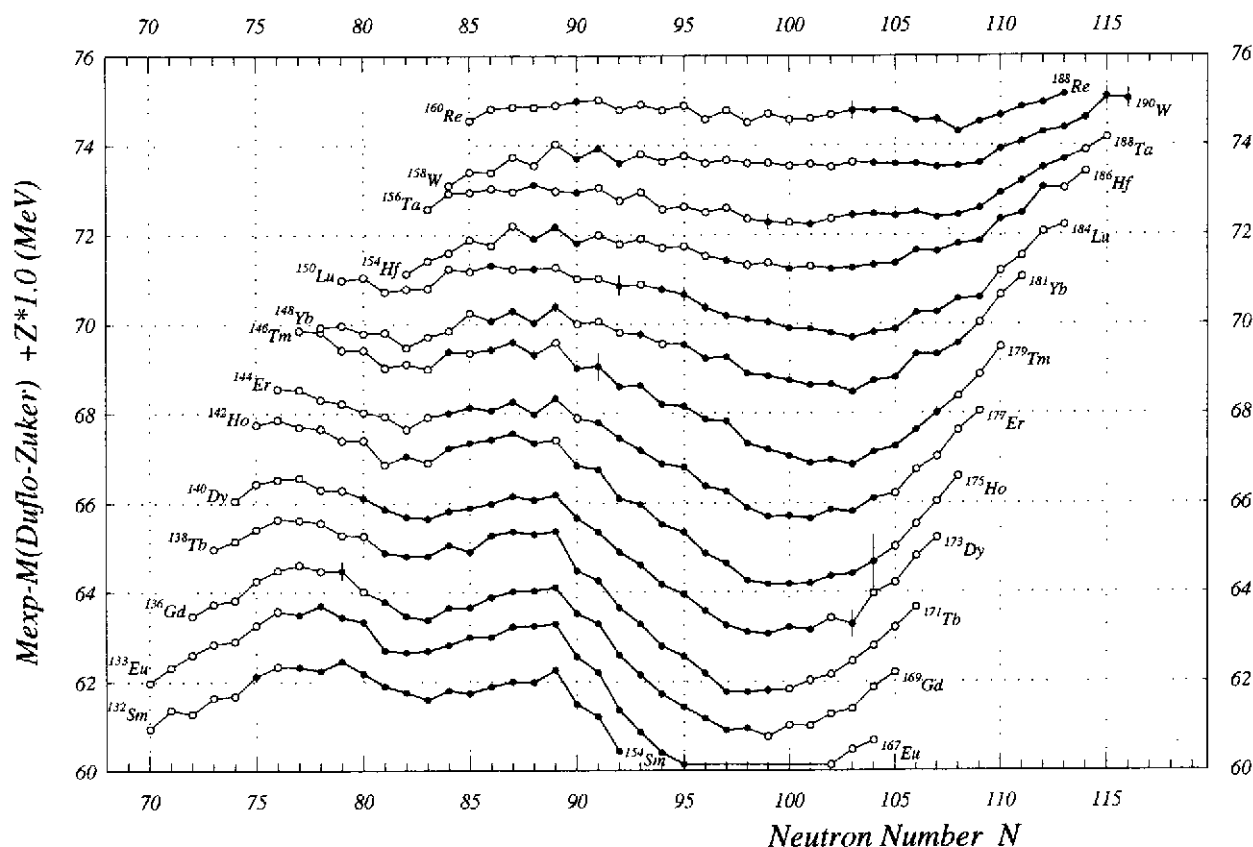


Figure 11: Differences, in the rare-earth region, between the masses and the values predicted by the model of Duflo and Zuker [36]. Open circles represent values estimated from systematic trends; points are for experimental values.

3.5.1 The derivatives of the mass surface

By DERIVATIVE of the mass surface we mean a specified difference between the masses of two nearby nuclei. These functions are also smooth and have the advantage of displaying much smaller variations. For a derivative specified in such a way that differences are between nuclides in the same mass sheet, the nearly parallelism of these leads to an (almost) unique surface for the derivative, allowing thus a single display. Therefore, in order to illustrate the systematic trends of the masses, four derivatives of this last type are usually chosen:

1. the two-neutron separation energies versus N , with lines connecting the isotopes of a given element, as in Fig. 10;
2. the two-proton separation energies versus Z , with lines connecting the isotones (the same number of neutrons);
3. the α -decay energies versus N , with lines connecting the isotopes of a given element; and
4. the double β -decay energies versus A , with lines connecting the isotopes and the isotones.

Other various representations are possible (e.g. separately for odd and even nuclei: one neutron separation energies versus N , one proton separation energy versus Z , β -decay energy versus A).

This method suffers from involving two masses for each point to be drawn, which means that if one mass is moved then two points are changed in opposite direction, adding to the confusion of a drawing like Fig. 10.

3.5.2 Subtracting a simple function

Since the mass surface is smooth, we can search for a function of N and Z as simple as possible and that is not too far from the real surface of masses. The difference between the mass surface and this function, while displaying reliably the structure of the former, will vary much less rapidly, improving thus its observation.

A first and simple approach is the semi-empirical *liquid drop* formula of Bethe and Weizsäcker. The concept of the liquid drop mass formula was defined by Weizsäcker in 1935 [37] and fine-tuned by Bethe and Bacher [38] in 1936. The binding energy of the nucleus comprises only a volume energy term, a surface one, an asymmetry term, and the Coulomb energy contribution for the repulsion amongst protons. The *total* mass is thus:

$$\mathcal{M}(N, Z) = N\mathcal{M}_n + Z\mathcal{M}_H - \alpha A + \beta \frac{(N - Z)^2}{A} + \gamma A^{\frac{2}{3}} + \frac{3 e^2 Z^2}{5 r_0 A^{\frac{1}{3}}} \quad (16)$$

where $A = N + Z$, is the atomic weight, $r_0 A^{1/3}$ the nuclear radius, \mathcal{M}_n and \mathcal{M}_H the masses of the neutron and of the hydrogen atom. The constants α , β , γ and r_0 were determined empirically by Bethe and Bacher: $\alpha = 13.86$ MeV, $\beta = 19.5$ MeV, $\gamma = 13.2$ MeV and $r_0 = 1.48 \cdot 10^{-15}$ m (then $\frac{3}{5}e^2/r_0 = 0.58$ MeV). The formula of Eq. (16) is unchanged if $\mathcal{M}(N, Z)$, \mathcal{M}_n and \mathcal{M}_H are replaced by their respective mass excesses (at that time they were called *mass defects*). When using the *constants* given above one should be aware that when Bethe fixed them, he used for the mass excesses of the neutron and hydrogen atom respectively 7.8 MeV and 7.44 MeV in the ^{16}O standard, with a value of 930 MeV for the atomic mass unit. In year 2000, we would have used 8.1 MeV, 7.3 MeV, and the value of 'u' given in the header of Section 3. Nevertheless, this should not be a problem for our construction of a simple function.

If we subtract Eq. (16) from all masses we are left with values that vary much less rapidly than the masses themselves, while still showing all the structures. However, the splitting in four sheets will still make the image fuzzy. One can then add to the right hand side of the formula of Bethe (16) a commonly used pairing term $\Delta_{pp} = \Delta_{nn} = -12/\sqrt{A}$ MeV and no Δ_{np} (Fig. 9), which is sufficient for our purpose. (For those interested, there is a more refined study of the variations of the pairing energies that has been made by Jensen, Hansen and Jonson [39]).

Nowadays it is preferable to use the results of the calculation of one of the modern models. However, we can use here only those models that provide masses from the spherical part of the formula (i.e., forcing the nucleus to be undeformed). The reason is that the models generally describe quite well the shell and subshell closures, and to some extent the pairing energies, but not locations of deformation. If the theoretical deformations were included and not located at exactly the same position as given by the experimental masses, the mass difference surface would show two artefacts each time. Interpretation of the resulting surface would then be very difficult.

My two choices are the “New Semiempirical Shell Correction to the Droplet Model (Gross Theory of Nuclear Magics)” by Groote, Hilf and Takahashi [40]; and the “Microscopic Mass Formulas” of Duflo and Zuker [36], which has been illustrated above (Fig. 11).

The difference of mass surfaces shown in Fig. 11 is instructive:

1. the lines for the isotopic series cross the $N=82$ shell closure with almost no disruption, showing thus how well shell closures are described by the model;
2. the well-known onset of deformation in the rare-earth at $N=90$ appears very clearly here as a deep large bowl, since deformation is not used in this calculation. The contour of this deformation region is neat. The depth, i.e. the amount of energy gained due to deformation, compared to ideal spherical nuclides, can be estimated; and
3. Fig. 11 shows also how the amplitude of deformation decreases with increasing Z and seems to vanish when approaching Rhenium ($Z=75$).

When exploiting these observations one can make extrapolations for masses very far from stability. This has been done already [41], but with a further refinement of this method obtained by constructing an *idealized* surface of masses (or *mass-geoid*) [42], which is the best possible function to be subtracted from the mass surface. In Ref. [41], a local *mass-geoid* was built as a cubic function of N and Z in a region limited by magic numbers for both N and Z , fitted to only the purely spherical nuclides and keeping only the very reliable experimental masses. Then the shape of the bowl (for deformation) was reconstructed ‘by hand’, starting from the known non-spherical experimental masses. It was found that the maximum amplitude of deformation amounts to 5 MeV, is located at ^{168}Dy , and that the region of deformation extends from $N=90$ to $N=114$ and from $Z=55$ to $Z=77$, which is roughly in agreement with what is indicated by Fig. 11.

3.5.3 An interactive graphical display for the mass surface

In order to make estimates of unknown masses or to test changes on measured ones, one needs to visualize different graphs, either from the ‘derivatives’ type or from the ‘difference’ type. On these graphs, one needs to add (or move) the relevant mass and determine how much freedom is left in setting a value for this mass.

Things are still more complicated, particularly for changes on measured masses, since other masses could depend on the modified one, usually through secondary data. Then one mass change may give on one graph several connected changes.

Another difficulty is that a mass modification (or a mass creation) may look acceptable on one graph, but may appear unacceptable on another graph. One should therefore be able to watch several graphs at the same time.

A supplementary difficulty may appear in some types of graphs where two tendencies may alternate, following the parity of the proton or of the neutron numbers. One may then wish, at least for better comfort, to visualize only one of these two parities.

All this has become possible with the ‘interactive graphical tool’, called DESINT (from the french: ‘dessin interactif’) written by C. Borcea [43] and illustrated in Fig. 12. Any of the ‘derivatives’ or of the ‘differences’ can be displayed in any of the four quadrants of Fig. 12, or alone and enlarged. Any of these functions can be plotted against any of the parameters N , Z , A , $N - Z$, and $2Z - N$; and connect iso-lines in any single or double

parameters of the same list (e.g., in the third view of Fig. 12, iso-lines are drawn for Z AND for N). Zooming in and out to any level and moving along the two coordinates are possible independantly for each quadrant. Finally, and more importantly, any change appears, in a different color, with all its consequences and in all four graphs at the same time. As an example and only for the purpose of illutration, a change of +500 keV has been applied, in Fig. 12, to ^{146}Gd in quadrant number four; all modifications in all graphs appear in red.

4 The Tables

The most recently published mass table from the "Atomic Mass Evaluation" is of December 1995 (AME'95) [2]. Urgency in having the first NUBASE evaluation completed, delayed the planned update of an AME for 1997, since the two evaluators of the AME are also collaborators of NUBASE. The NUBASE evaluation was thus published for the first time in September 1997 [3]. In order to have consistency between the two tables, it was decided that the masses in NUBASE'97 should be exactly those from AME'95. The few cases for which new data required a change were only mentioned in the table and discussed in the accompanying text. The electronic ASCII files for the AME'95 and the NUBASE'97 tables, for use with computer programs, are distributed by the Atomic Mass Data Center (AMDC) through the *World Wide Web* [44]. The contents of NUBASE can be displayed by a Java program JVNUBASE [45] through the *World Wide Web* and also with the NUCLEUS PC-program [46], all distributed by the AMDC.

In the future, it is planned to have the AME and the NUBASE evaluations, which have the same "horizontal" structure and basic interconnections at the level of isomers, to be published together, the first time in a year. Such a publication is urgently needed, because of the impressive number of new results that have been published since AME'95 and NUBASE'97.

5 Conclusion

Deriving a mass value for a nuclide from one or several experiments is in most cases not easy. Some mathematical tools (the least-squares method) and computer tools (interactive graphical display) and especially the evaluator's judgment are essential ingredients to reach the best possible recommended values for the masses.

As for the unknown masses, those close to the last known ones can be predicted from the extension of the mass surface. However, for the ones further out, more particularly those which are essential in many astrophysical problems, like the nucleosynthesis r-process, values for the masses can only be derived from some of the available models. Unfortunately, the latter exhibit very large divergences among them on leaving the narrow region of known masses, reaching up to tens of MeV's in the regions of the r-process paths. Therefore, one of the many motivations for the best possible evaluation of masses is to get the best set of mass values on which models may adjust and better predict masses further away.

Acknowledgements

I would like to thank Aaldert H. Wapstra with whom I have been working since 1981. The material used in this lecture is also his material. He was the one who established in the early fifties the AME in its modern shape as we know now. Aaldert H. Wapstra has always been very accurate, very careful and hard working in his analysis in both the AME and the NUBASE evaluations. During these 20 years I have learned and still learn a lot from his methods. I wish also to thank my close collaborators Jean Blachot and Olivier Bersillon with whom I have had much pleasure in having the NUBASE evaluation become a reality, and Catalin Borcea who built the computer programs for mass extrapolation, and worked hard at the understanding, the definition and the construction of a *mass-geoid*.

References

- [1] T.W. Burrows, *Nucl. Instrum. Meth. A* **286** (1990) 595;
<http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>.
- [2] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* **595** (1995) 409.
- [3] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* **624** (1997) 1.
- [4] R.J. Irvine, C.N. Davids, P.J. Woods, D.J. Blumenthal, L.T. Brown, L.F. Conticchio, T. Davinson, D.J. Henderson, J.A. Mackenzie, H.T. Penttilä, D. Seweryniak and W.B. Walters, *Phys. Rev. C* **55** (1997) 1621.
- [5] T. Morek, K. Starosta, Ch. Droste, D. Fossan, G. Lane, J. Sears, J. Smith and P. Vaska, *Eur. Phys. Journal A* **3** (1998) 99.
- [6] C.J. Gallagher, Jr. and S.A. Moszkowski *Phys. Rev.* **111** (1958) 1282.
- [7] E.W. Otten, *Treatise on Heavy-Ion Science*, ed. D.A. Bromley **8**, 517 (1989).
- [8] P. Aufmuth, K. Heilig and A. Steudel, *At. Nucl. Data Tables* **37** (1987) 455.
- [9] P. Raghavan, *At. Nucl. Data Tables* **42** (1989) 189.
- [10] N. Stone, *At. Nucl. Data Tables* to be published (1999).
- [11] I. Angeli, *Acta Phys. Hungarica* **69** (1991) 233.
- [12] E.G. Nadjakov, K.P. Marinova and Yu.P. Gangrsky, *At. Nucl. Data Tables* **56** (1994) 133.
- [13] N.E. Holden, *Report BNL-61460* (1995).
- [14] S. Raman, C.W. Nestor, Jr., S. Kahane and K.H. Bhatt, *At. Nucl. Data Tables* **42** (1989) 1.
- [15] N. Orr, *Masses : Mesures Expérimentales*, notes de l'École Joliot-Curie de Physique Nucléaire (2000).
- [16] G. Audi, A.H. Wapstra and M. Dedieu, *Nucl. Phys. A* **565** (1993) 193.
- [17] E.R. Cohen and A.H. Wapstra, *Nucl. Instrum. Meth.* **211** (1983) 153
- [18] V.T. Koslowsky, J.C. Hardy, E. Hagberg, R.E. Azuma, G.C. Ball, E.T.H. Clifford, W.G. Davies, H. Schmeing, U.J. Schrewe and K.S. Sharma *Nucl. Phys. A* **472** (1987) 419.
- [19] E.G. Kessler, Jr., M.S. Dewey, R.D. Deslattes, A. Henins, H.G. Börner, M. Jentschel, C. Doll and H. Lehmann, *Phys. Lett. A* **255** (1999) 221.
- [20] C.N. Davids, P.J. Woods, H.T. Penttilä, J.C. Batchelder, C.R. Bingham, D.J. Blumenthal, L.T. Brown, B.C. Busse, L.F. Conticchio, T. Davinson, D.J. Henderson, R.J. Irvine, D. Seweryniak, K.S. Toth, W.B. Walters and B.E. Zimmerman, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 592.
- [21] R.R. Ries, R.A. Damerow, W.H. Johnson *Proc. 2nd Int. Conf. Atomic Masses and Fund. Constants (AMCO-2)*, Vienna, July 1963, p. 357.

- [22] R.C. Barber, R.L. Bishop, L.A. Cambey, H.E. Duckworth, J.D. Macdougall, W. McLatchie, J.H. Ormrod and P. Van Rookhuyzen *Proc. 2nd Int. Conf. Atomic Masses and Fund. Constants (AMCO-2)*, Vienna, July 1963, p. 393.
- [23] A. Gillibert, W. Mittig, L. Bianchi, A. Cunsolo, B. Fernandez, A. Foti, J. Gastebois, C. Grégoire, Y. Schutz and C. Stephan, *Phys. Lett. B* **192** (1987) 39;
D.J. Vieira, J.M. Wouters, K. Vaziri, R.H. Krauss, Jr., H. Wollnik, G.W. Butler, F.K. Wohn and A.H. Wapstra, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 3253.
- [24] M. Chartier, G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szilly, L.K. Fifield, J.M. Casandjian, M. Chabert, J. Ferme, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M.H. Moscatello, O.H. Odland, N.A. Orr, G. Politi, C. Spitaels and A.C.C. Villari, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 2400.
- [25] J. Trötscher, K. Balog, H. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, Ch. Klein, J. Knollmann, A. Kraft, K.E.G. Löbner, A. Magel, G. Münzenberg, A. Przewloka, D. Rosenauer, H. Schäfer, M. Sendor, D.J. Vieira, B. Vogel, Th. Winkelmann and H. Wollnik *Nucl. Instrum. Meth. B* **70** (1992) 455.
- [26] L.G. Smith and C.C. Damm, *Rev. Sci. Instr.* **27** (1956) 638;
L.G. Smith, *Phys. Rev.* **111** (1958) 1606.
- [27] P.B. Schwinberg, R.S. Van Dyck, Jr. and R.S. Dehmelt, *Phys. Lett. A* **81** (1981) 119;
for a recent review: D. Lunney, *Mesures des propriétés statiques des noyaux : utilisation des pièges ioniques*, notes de l'École Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1999) 85.
- [28] B. Franzke, K. Beckert, H. Eickhoff, F. Nolden, H. Reich, U. Schaaf, B. Schlitt, A. Schwinn, M. Steck and Th. Winkler, *Phys. Scr.* **T59** (1994) 176.
- [29] Nuclear Structure Reference (NSR): a computer file of indexed references maintained by NNDC, Brookhaven National Laboratory; <http://ndcnt1.dne.bnl.gov/nsrq/> or <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [30] M.J. Woods and A.S. Munster, *NPL Report RS(EXT)* **95** (1988).
- [31] Particle Data Group, 'Review of Particle Properties', *Eur. Phys. Journal C* **3** (1998), 1.
- [32] A.H. Wapstra, *Inst. Phys. Conf. Series* **132** (1993) 129.
- [33] Y.V. Linnik, *Method of Least Squares* (Pergamon, New York, 1961); *Méthode des Moindres Carrés* (Dunod, Paris, 1963)
- [34] G. Audi, W.G. Davies and G.E. Lee-Whiting, *Nucl. Instrum. Meth. A* **249** (1986) 443.
- [35] G. Audi, M. Epherre, C. Thibault, A.H. Wapstra and K. Bos, *Nucl. Phys. A* **378** (1982) 443.
- [36] J. Duflo and A.P. Zuker, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 23; and private communication February 1996 to the AMDC, <http://csnwww.in2p3.fr/AMDC/theory/du.zu.10.feb96>.
- [37] C.F. von Weizsäcker, *Z. Phys.* **96** (1935) 431.
- [38] H.A. Bethe and R.F. Bacher, *Rev. Mod. Phys.* **8** (1936) 82.
- [39] A.S. Jensen, P.G. Hansen and B. Jonson, *Nucl. Phys. A* **431** (1984) 393.
- [40] H.v. Groote, E.R. Hilf and K. Takahashi, *At. Nucl. Data Tables* **17** (1976) 418.
- [41] C. Borcea and G. Audi, *AIP Conf. Proc.* **455** (1998) 98.
- [42] C. Borcea and G. Audi, *Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM'95)*, Arles, June 1995, p. 127.
- [43] C. Borcea and G. Audi, *Rev. Roum. Phys.* **38** (1993) 455; *Report CSNSM 92-38*, October 1992, <http://csnwww.in2p3.fr/AMDC/extrapolations/bernex.pdf>.
- [44] The NUBASE and the AME files in the electronic distribution can be retrieved from the Atomic Mass Data Center through the *Web* at <http://csnwww.in2p3.fr/amdc/>.
- [45] E. Durand, *Report CSNSM 97-09*, July 1997.
- [46] B. Potet, J. Duflo and G. Audi, *Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM'95)*, Arles, June 1995, p. 151.

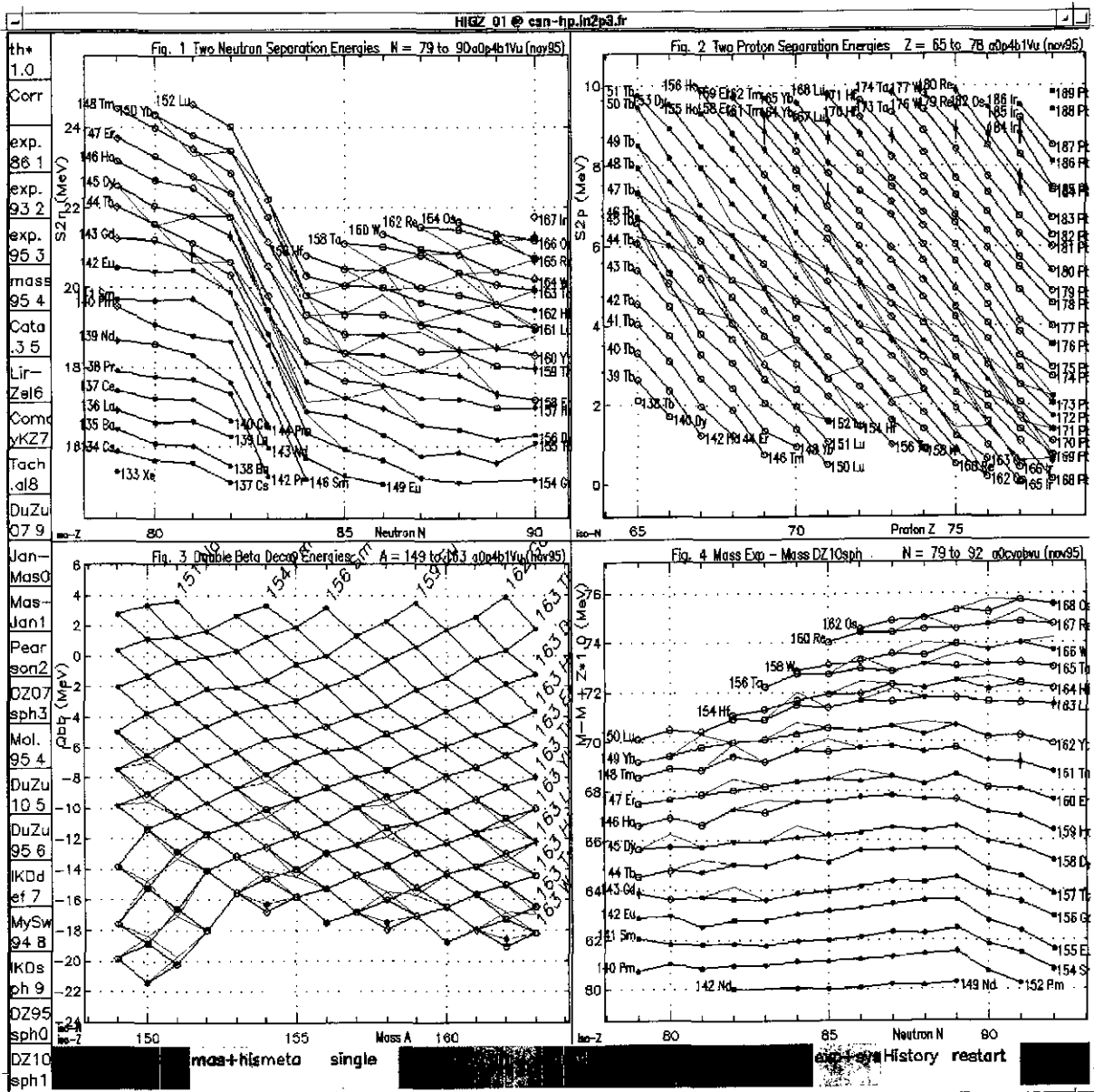
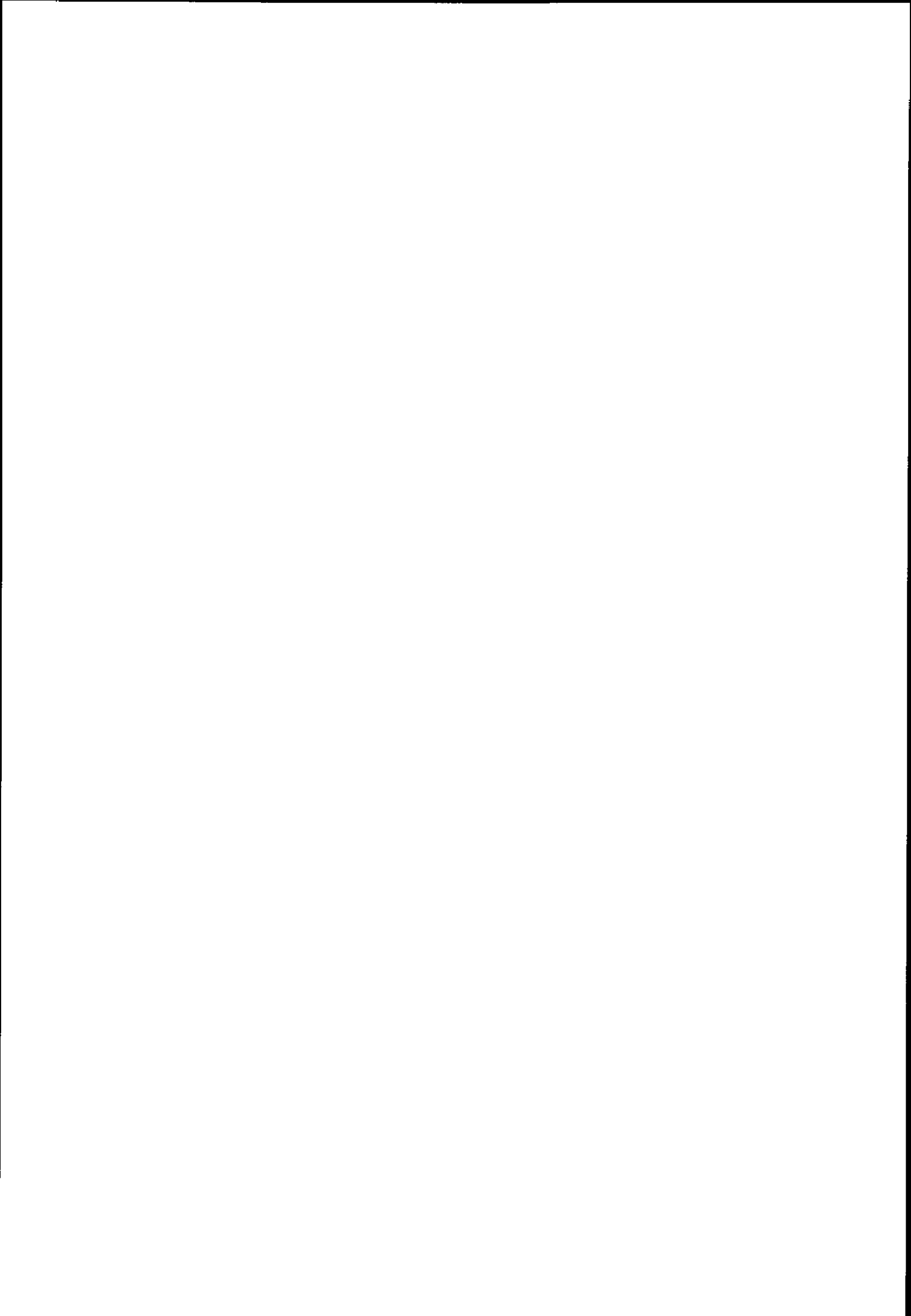


Figure 12: A screen image of DESINT, the interactive graphical display of four cuts in the surface of masses around ^{146}Gd . The four quadrants display respectively $S_{2n}(N)$, $S_{2p}(Z)$, $Q_{2\beta}(A)$ and $(M_{\text{exp}} - M_{\text{Dufflo-Zucker}})(N)$ [36]. The lines in black connect nuclides with same Z , N , (Z and N) and Z respectively. The boxes at left and bottom serve for various interactive commands. The $N=82$ shell closure is clearly seen in quadrant 1 and in the lower left corner of quadrant 3. The lines in red illustrate the many consequences of an increase of the mass of ^{146}Gd by 500 keV.



Experimental Techniques for Mass Measurement Far From Stability

Nigel Orr,
Laboratoire de Physique Corpusculaire,
IN2P3 - CNRS, ISMRA et Université de Caen,
14050 Caen Cedex, France

Resumé

Les mesures de masse des noyaux sont un outil fondamental pour la structure nucléaire loin de la stabilité. Une revue des techniques utilisées pour ces mesures est présentée.

Abstract

The measurement of nuclear masses is a fundamental tool to probe nuclear structure far from stability. A review of the techniques that have been most commonly employed to undertake such measurements is presented.

I Introduction

Nuclear masses are directly related to the binding energies and as such reflect many of the facets of nuclear structure. General trends in binding energies may be considered as a manifestation of the global properties of nuclear matter which can be described in a first approximation in terms of a liquid drop. Superimposed on this smooth behaviour are rapid changes which reflect the microscopic structure of the nucleus – the most prominent of which are shell closures. Other effects, such as deformation may also influence the binding energy. The onset of such behaviour is often determined by adding a single nucleon. Rapid changes in the behaviour of the nuclear mass surface can thus provide a signal of such effects¹.

The ability of mass measurements far from stability to uncover structural effects is well illustrated by the now classic example provided by the breakdown in the $N=20$ shell closure for the neutron-rich Ne, Na and Mg isotopes. This effect was first observed through mass determinations for $^{31,32}\text{Na}$ [1] and $^{31,32}\text{Mg}$ [2] and more recently explored on a broader front by direct measurements in which some ten's of nuclei were measured in a single experiment [3, 4] (figure 1). The overbinding of the $N=20$ -22 isotopes of Ne, Na and

¹The nuclear mass surface is most commonly mapped through the two-neutron separation energies (S_{2n}), thus avoiding the odd-even staggering effects that arise from pairing.

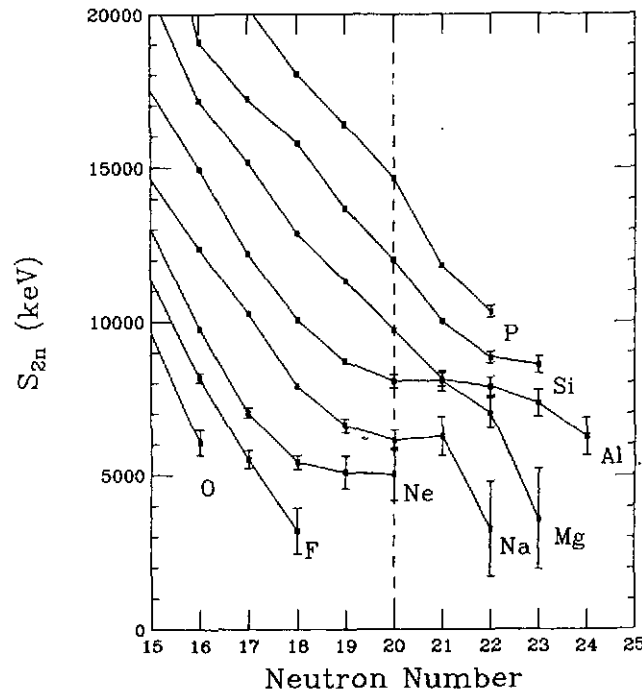


Figure 1: Two-neutron separation energies in the region of $N=20$ [3].

Mg has been interpreted in terms of the so-called "island of inversion" whereby prolate deformed intruder fp -shell configurations dominate the ground states [5, 6].

It is worthwhile noting that quite apart from being a fundamental quantity mass determinations represent one of the first measurements that can be undertaken of a nucleus. Indeed, many of the techniques currently employed may provide, with rates as low as a count per hour, final mass determinations with uncertainties below 1 MeV – a precision from which the gross characteristics of the nuclear mass surface may be deduced. It is clear then that mass measurements provide a means for locating the regions in which new structural effects occur, thus allowing more detailed examination employing dedicated probes to be undertaken. Again the neutron-rich $N \approx 20$ nuclei provide an example whereby the mass measurements have been followed up by detailed decay [7] and Coulomb excitation studies [8].

Beyond direct nuclear structure applications, masses far from stability are of interest as input into other fields. As discussed at length in other lectures at this school, nuclear masses are needed in the modelling of various processes in nucleosynthesis. In general, explosive processes such as the r -process are believed to proceed along pathways very far from stability (as discussed in the course of Stéphane Goriely). In such cases it may be that the majority of the nuclei involved can not yet be produced. The determination and improvement in the precisions of masses closer to stability do, however, allow the mass models used to extrapolate to the unknown masses to be refined.

Before proceeding any further a few words relating to the general challenge facing mass measurements far from stability are in order. The mass of an $A=50$ nucleus is of order 50 GeV. A final uncertainty of ~ 100 keV in the mass determination thus represents a precision of some 2×10^{-6} in the measurement. Near stability, such a precision is relatively

easily obtained. Far from stability, however, where yields are low, lifetimes short (typically less than 1 s) and reference masses scarce, attaining such precisions represents an experimental tour de force. In the following sections some of the principle techniques that have been used for such measurements are briefly outlined. As the choice of technique is intimately related to the production technique employed, these are briefly discussed.

Progress in the field, including the development of new techniques, may be followed in the Atomic Masses and Fundamental Constants (AMCO) and Nuclei Far from Stability conference series, now amalgamated as Exotic Nuclei and Atomic Masses (Bernkastel-Kues, 1992 [9], Arles, 1995 [10], Michigan 1998 [11]). A recent review of the state-of-the-art may also be found in the APAC2000 conference proceedings [12]. For the more instrumental aspects the proceedings of the EMIS conferences (Electric and Magnetic Ion Separators) are an excellent source of information. The reader is also referred to the compilations of Audi and Wapstra [13, 14] and the electronically accessible resources of the Atomic Mass Data Centre at Orsay².

II Production of Nuclei far from Stability

A very wide range of reactions have been used for the production of nuclei far from stability for mass measurements [15]:-

- (multinucleon) transfer and charge exchange reactions.
- deep inelastic reactions.
- fusion-evaporation reactions.
- fission.
- target spallation and fragmentation.
- projectile fragmentation and fission.

As the production and associated separation techniques have been detailed extensively in a number of recent reviews [16, 17] only a few specific comments will be made here.

Beyond the cross section for the reaction in question, the target thickness, primary beam intensity and collection efficiency of the associated spectrometer dictate the final yields. In terms of reaching the nuclei the furthest from stability the techniques of Isotope Separation On-line (ISOL) and in-flight separation are the most widely exploited.

In the case of the former, a high energy, high intensity p or light-ion beam is used to bombard a thick production target in which fission, spallation and fragmentation may occur. The production target is coupled with an ion-source and the radioactive ions released by the target are ionised and accelerated to low energies (~ 100 keV) and purified using electromagnetic separation techniques. The good beam quality available with such

²<http://www-csns.m.in2p3.fr/>

a method has resulted in its use with direct measurement techniques such as high resolution mass spectrometry (traps, radio-frequency spectrometers, etc). Given the high luminosities³ involved, the intrinsic yields are high. Unfortunately the release times and relatively short halflives can dramatically reduce the final yields.

In-flight separation involves the use of a high energy, heavy-ion beam in combination with a relatively thin target. Despite the lower luminosity, this method gains considerable advantages through the characteristics of the reaction mechanism. More specifically, the reaction products from the fragmentation (or fission) of a high energy, heavy-ion beam are confined to the very forward directions with velocities very close to that of the beam. As a result the collection efficiency of the associated spectrometer or fragment separator is very high (~30-50% at very high energies). Despite the relatively poor quality of the beams produced by in-flight techniques, they are particularly well suited to direct measurement techniques (time-of-flight, storage rings, etc) in which a large number of nuclei are measured in a single experiment.

III Experimental Methods for Mass Measurements

In this section the principle methods used to measure the masses of nuclei far from stability are discussed. In general terms two distinct classes of techniques exist:

- Q-value determination – reactions or decay.
- Direct measurement – mass spectrometry, time-of-flight, cyclic/frequency measurements.

By way of a summary, Table 1 presents a resumé of the various techniques, including an estimate of the precision attainable (for a nucleus of $A \sim 50$) and the principle advantages and difficulties.

1 Q-value Determinations

Mass differences and hence binding energies may be derived from the energy balance in reactions and decay processes. For example, in a two-body reaction denoted by $a(b, c)d$, the mass excesses (Δ) are related by,

$$Q = \Delta_a + \Delta_b - \Delta_c - \Delta_d \quad (1)$$

where the Q -value is the amount of energy released in the reaction. If three of the masses are well known, the determination of the Q -value from a measurement of the reaction kinematics will allow the mass of the remaining reaction partner — usually the ejectile, c , or recoil, d — to be deduced.

³Primary beam intensity \times target thickness.

Technique	Production Method	Precision	Comments	Example
Reaction Q-value	light-ion transfer	~1-10 keV	limited ΔT_z	^{200}Pb (INS)
	heavy-ion multi-nucleon transfer	~50 keV	$\Delta T_z \leq 2$ low σ ($\sim 1\mu\text{b/sr}$) backgrounds, g.s. id. E_x ejectile/residue unbound nuclei	^{13}Be , ^{16}B (HMI) ^{11}N (GANIL)
	pion double-charge exchange	~50-200 keV	$\Delta T_z = 2$ v. low σ ($< 1\mu\text{b/sr}$) backgrounds, g.s. id. tgt material	^{14}Be (LAMPF)
Decay Q-value (β , p, α)	fusion-evaporation target spallation/frag. proj. frag., fission	~10-1000 keV	decay scheme end-point determination unbound nuclei (p, α -decay)	^{80}Zn (TRISTAN)
Invariant Mass	proj. frag.	~100-500 keV	complete kinematics unbound nuclei	^{10}He (RIKEN)
Mass Spectrometry	fusion-evaporation target spallation/frag. fission	~10-100 keV	precision V meas. source contaminates	A~100 In,Br (TASCC)
Direct TOF	proj. frag. target spallation/frag.	~100-1000 keV	many Δ 's meas. many ref. Δ 's v. short $t_{meas.}$ μs -isomers	N~20,28 (SPEG)
Cyclotron	fusion-evaporation [target spallation/frag. fission]	~100 keV	v. long d_{flight} low trans. (double CSS) v. short $t_{meas.}$	^{100}Sn (CSS-GANIL)
Storage Ring with cooling as a TOF spectrometer	proj. frag./fission	~10 keV	cooling $t \sim 1$ s very high R (isomers) low inject. eff. v. short $t_{meas.}$	A~200 Hg,Pb,Po (ESR-GSI)
Radio-Frequency Mass Spectrometry	[fusion-evaporation] target spallation/frag. [fission]	[~10 keV]	v. short $t_{meas.}$ low trans. efficiency	N~20 Z=11,12 (MISTRAL)
Trap	[fusion-evaporation] target spallation/frag. [fission]	~10 keV	cooling, trapping ($t \sim 1$ s) very high R (isomers) low coll./trans. efficiency	A~190 Hg (ISOLTRAP)

Table 1: Resumé of mass measurement techniques.

Similarly, the Q -value of a decay process (β or direct particle emission) may be used to determine a mass difference. In the case of beta-decay the situation is complicated by continuous energy spectra resulting from the three-body decay channel. The energy released in the decay is, ignoring recoil effects, the maximum or so-called endpoint energy of the electron or positron.

a Transfer Reactions

Low energy (~ 5 -30 MeV/nucleon) transfer reactions have long played an important role in measuring mass excesses. The fundamental requirement of such experiments is the measurement of an energy spectrum of one of the two reaction products (usually the beam-like ejectile). As good resolution is needed to make a precise determination of the reaction Q -value and separate the ground and any excited states in the exit channel, these studies have employed for the most part high resolution, broad range magnetic spectrographs. Importantly a spectrograph compensates for the kinematic variation in energy of the ions over the range of accepted angles and focuses the reaction products of a particular reaction according to the Q -value. The determination of the Q -value of the reaction of interest is made using a calibration derived from reactions of known Q -value.

Historically, due to the availability of the beams, light ion induced reactions were first used [18, 19]. The mainstay of studies of neutron-rich nuclei have been the ($d, {}^3\text{He}$) [20], (t, p) [21] and ($t, {}^3\text{He}$) [22] reactions. On the proton-rich side of stability the 2-, 3- and 4-neutron pickup reactions (p, t) [23], (${}^3\text{He}, {}^6\text{He}$) [24] and ($\alpha, {}^8\text{He}$) [25] which was first employed to determine the mass of ${}^8\text{He}$ [23], have proved invaluable tools, particularly when coupled to $N=Z$ targets. Given the inherently high resolution possible with light-ion reactions, quite precise mass determinations (~ 1 -20 keV) can be made. However, particularly for the neutron-rich nuclei, light-ion studies are usually restricted to relatively close to stability ($\Delta T_z \leq 1$) and have, with the advent of heavy-ion beams, largely fallen into disuse. The α -beam neutron pickup reactions remain notable exceptions, as recently demonstrated by the work of Kato *et al.* [26].

While suffering from poorer resolution than light ion reactions, heavy ion induced reactions can reach further from stability ($\Delta T_z \leq 2$) and still provide reasonably precise mass determinations (~ 20 -50 keV). Reactions such as (${}^7\text{Li}, {}^8\text{He}$) [27, 28] and (${}^{14}\text{N}, {}^{15}\text{C}$) [27, 29] have been used to probe proton-rich nuclei, however, the emphasis has tended to be on the neutron-rich. In the latter case the use of targets and beams of the most neutron-rich stable isotopes has proved essential to reach as far as possible from stability. This is well demonstrated by the development of highly enriched targets and, to a lesser extent sufficiently intense beams, of the rare isotopes ${}^{34,36}\text{S}$ which proved crucial for measurements of nuclei in the vicinity of the $N=20$ shell closure [30, 31, 32, 33]. More recently, targets and beams of the long lived radionuclides ${}^{10}\text{Be}$ and ${}^{14}\text{C}$ have allowed significant advances to be made for the very light, neutron-rich nuclei [34, 35, 56] (figure 2).

Multinucleon transfer reactions present a number of specific experimental difficulties which arise for the most part from the low reaction cross sections. Owing to the the very negative Q -values, high l -transfers are preferred, often resulting in the excited states being

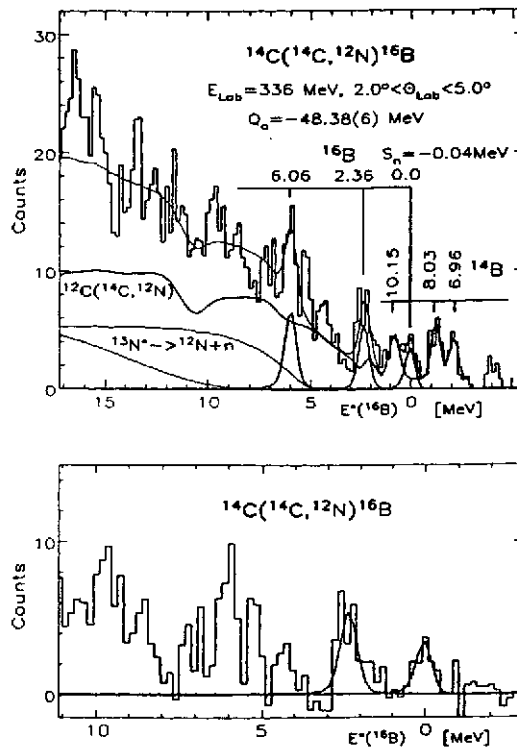


Figure 2: Top panel: Excitation energy spectrum for the reaction $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{16}\text{B}$ [56]. Note the background arising from reactions on the small amount of ^{12}C present in the target. Bottom panel: Same spectrum after subtraction of a spectrum taken using a ^{12}C target.

more strongly populated than the ground state. In addition, complications can also arise from the differences in selectivity of different reactions (as illustrated, for example, by the case of ^{10}Li [36, 37, 38, 39, 41, 42, 40]). Considerable care must be given, therefore, to identifying the ground state, especially in the presence of reactions on the target backing etc. Usually careful subtraction of spectra obtained for the same reaction on targets of the "contaminants" is sufficient. In some circumstances more sophisticated techniques are necessary, particularly when reactions on the contaminants are very prolific [43, 44, 45].

b Pion Double Charge Exchange (DCX)

Pion double charge reactions (π^\pm, π^\mp), with $\Delta T_z = 2$, have been employed with considerable success to measure the masses of a number of light and medium mass nuclei using the EPICS spectrometer at Los Alamos [46, 47, 48, 49, 50, 51].

$$Q = \Delta_a - \Delta_d \pm 2m_e c^2 \quad (2)$$

Experimentally the method is similar to that used for transfer reactions with the constraint that the calibration reaction is DCX as well. Moderate uncertainties in the mass determinations ($\sim 50\text{-}150$ keV) have been achieved, with the principle limitation arising from the statistical quality of both the reaction and calibration data. In practice the measurements are challenging owing to the weak reaction cross sections ($\sim 100\text{-}500$ nb/sr) coupled with low pion fluxes — some 10^8 pps as compared to $\sim 10^{11-12}$ pps for heavy-ion beams. As very

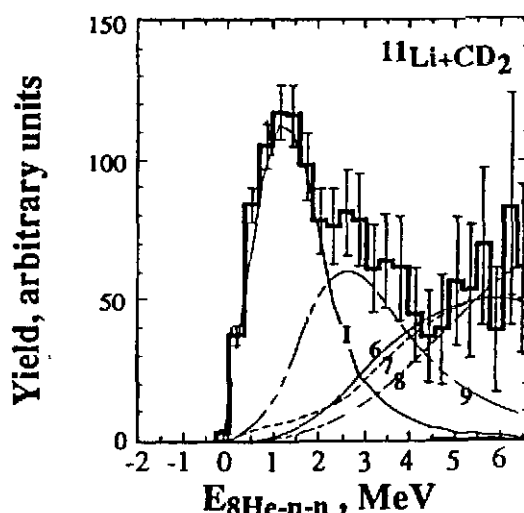


Figure 3: Invariant mass spectrum for ^{10}He produced via proton stripping from a ^{11}Li beam, as reconstructed from the decay fragments $^8\text{He} + 2n$ [57].

thick targets are used in compensation and the beam spot size is large (typically 10-20 cm) prohibitively large quantities of target material (~ 20 -200 g) are needed. This has, with the notable exception of the measurement of the mass of ^{14}Be with a ^{14}C target [49], precluded the use of rare isotopic materials.

While reaction Q -value measurements have largely fallen out of use in recent years, due principally to the advent of direct methods, they can in specific cases still play an important role. In particular, the masses of particle unbound systems can be accessed (eg., ^9He [50, 53], ^{10}He [54], ^{10}Li [38, 39, 40], ^{13}Be [55] and ^{16}B [56]). Additionally, reaction Q -value mass determinations are typically superior in precision to those furnished by direct time-of-flight measurements and can, as in the case of ^{11}Li [34, 51], provide key data [52].

c Invariant Mass Measurements

Techniques have emerged in recent years with which light, unbound nuclei can be investigated via measurements of the in-flight decay [57, 58, 42]. The nuclei are produced using reactions with radioactive beams and from the momenta of the reaction products the decay energy or so-called invariant mass spectrum may be constructed, thus providing a measure of the mass of the system. As illustrated by the ^{10}He measurement of Korshennikov *et al.* [57], in which one-proton stripping from ^{11}Li beam was employed, quite large scale detector arrays are required to provide for the detection of the decay fragments (^8He and two neutrons). Given the quite low event rates and relatively low resolution of such measurements the final precision is considerably poorer (300 keV in the ^{10}He measurement, see figure 3 [57]) than in reaction Q -value measurements.

In a variation of the technique fragmentation of a stable beam (^{18}O) was employed to populate ^{10}Li and ^{13}Be and the relative velocities of the neutron and charged fragments (^9Li

and ^{12}Be) measured at zero degree [41, 42]. In both cases, the results suggested that these systems are more bound than was determined from transfer reactions [36, 38, 39, 40, 55].

Despite the relative complexity of the measurements described here they do present some specific advantages. Firstly, secondary beams allow such measurements to be extended, in principle, to much heavier systems than classical transfer or DCX experiments (although presently available beam intensities limit work to the lightest systems). Additionally, the few nucleon transfer or fragmentation reactions used to populate the systems of interest can compliment the selectivity of multi-nucleon transfer reactions.

d Decay Measurements

In principle the masses for all bound nuclei off the stability line may be determined from the measurement of the Q -value associated with the β -decay. This approach has, consequently, been employed across a wide range of nuclei in association with most production methods.

In the case of nuclei on the neutron-rich side of stability, decay is accompanied by the emission of an electron and the mass difference is simply,

$$Q_{\beta^-} = \Delta_a - \Delta_d \quad (3)$$

For proton-rich nuclei decay may occur with the emission of a positron,

$$Q_{\beta^+} = \Delta_a - \Delta_d - 2m_e c^2 \quad (4)$$

or via electron capture,

$$Q_{EC} = \Delta_a - \Delta_d \quad (5)$$

Usually the mass of the daughter (d) is known and the mass of the parent (a) may be deduced⁴. Decay may occur to either the ground or excited states of the daughter and in the latter case, the mass differences must be adjusted by the excitation energy of the state fed by the measured transition. Far from stability, however, decay schemes are often poorly known and it is necessary to measure the β -particles in coincidence with gamma rays in order to establish the decay scheme. Often then, the Q -value for the decay is derived from the feedings to a number of excited states as well as to the ground state (figure 4, [59]).

In β^- -decay the Q_{β^-} is determined directly from the endpoint of the electron energy spectrum (figure 4). The electron spectra are typically measured using solid state detectors [60, 61], scintillation counters [62] or magnetic spectrometers [63], though the latter require comparatively high source activities. Given the decreasing number of events in the spectra as the endpoint energy is approached, considerable care must be exercised in making the measurements and the response function of the detector should be well understood [60]. The data treatment has consequently often employed shape fitting techniques [64] rather than the classical Fermi-Kurie plot analysis [65]. Approaches have also been developed to reduce distortions in the measurements of the electron energies [63, 62].

⁴The mass determination of ^{32}Mg [2] is an interesting exception whereby the mass of the parent, ^{32}Na , had been determined previously via direct mass spectroscopy [1])

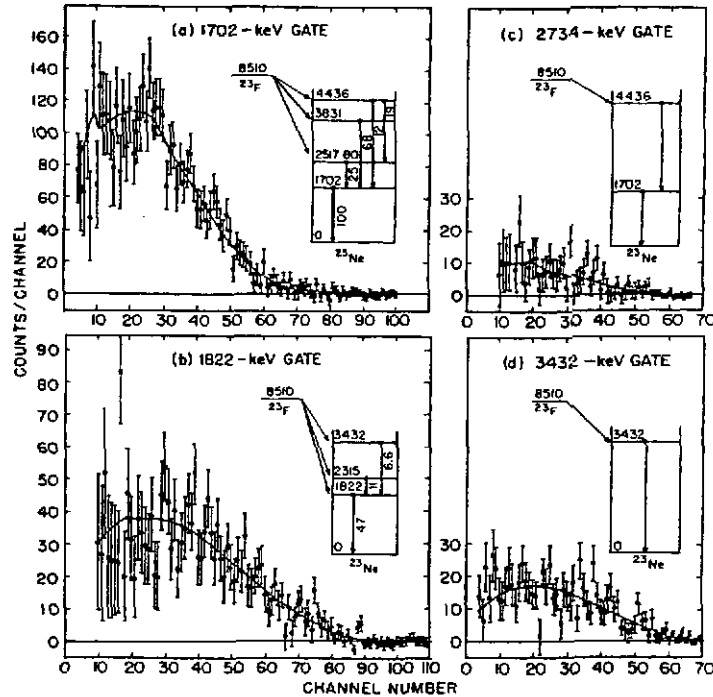


Figure 4: Beta-energy spectra from the decay of ^{23}F leading to different excited states in ^{23}Ne [59].

In β^+ -decay two approaches have been employed to determine the Q_{EC} . As in the case of β^- -decay, it may be obtained via a direct measurement of the endpoint of the positron energy spectrum. Such a measurement is prone, however, to distortions arising from summing of the positron energy with the annihilation radiation. An innovative approach to these problems has been made through the development of a summation-free, β^+ -endpoint spectrometer [66].

A second method employs the ratio of positron emission to electron capture in the decay; more specifically the ratio $\beta^+ / (\beta^+ + EC)$ [67]. As this ratio is strongly dependant on the endpoint energy the Q_{EC} may in principle be deduced. This method is very sensitive, however, to the feeding of high lying levels in the daughter, which are often difficult to detect. Given the difficulties presented by both methods care must be taken in interpreting the results of Q_{EC} determinations [66, 68].

Given the need to undertake coincidence measurements and establish the endpoint energy from a continuous spectrum, β -decay Q -value mass determinations are limited by the production rates. Nevertheless in some cases, such as neutron-rich fission products [69], β -decay measurements still represent the most viable approach. Apart from systematic errors that may result from incomplete knowledge of the decay scheme, precisions from ~ 10 keV to 1 MeV may be obtained depending on the statistical quality of the data.

Measurements of direct particle (proton or α) decay can also provide mass differences and the masses of nuclei beyond the drip-line may be accessed in this manner. Given that the lifetime must be sufficiently long that the decay can be observed, such measurements are restricted to nuclei above $A \simeq 100$. As the decay energies are discrete quite high precisions (~ 10 keV) are attainable. The accuracy of such measurements may be compromised,

however, by the decay or feeding of a level which is not the ground state. For example, in α -decay, while the strongest branch in the decay of even-even nuclei is that to ground state of the daughter, it is not in general the case for odd-even or odd-odd nuclides [13]. In addition, often neither the mass of the parent or daughter is known.

Given then the large quantity of data accumulated on α -decay chains [14], such systematics offer a potentially rich source of information if the mass of one of the members can be determined. Such has been the case, for example, in recent measurements of the (α , ^8He) reaction [26].

2 Direct measurements at low energy

All direct mass measurement techniques operate according to the same basic principle, namely that the magnetic rigidity ($B\rho$) is related to the time-of-flight (TOF) through the system in question, or the cyclotron frequency (ω),

$$\frac{B\rho}{v} = \gamma \frac{m}{q} = \frac{B}{\omega} \quad (6)$$

where v is the ion velocity, m is the mass, q is the charge state and γ is the Lorentz factor. In principle all the variables can be measured absolutely. However, in order to increase the precision to that needed to provide a meaningful mass determination, the measurements are made with respect to well known reference masses.

a High Resolution mass spectrometers

Mass spectrometers operate according to the simple principle whereby if two ions of mass M_A and M_B are accelerated under potentials V_A and V_B , follow identical trajectories (as defined by the entrance and exit slits) while being subject to the same static magnetic field then,

$$\frac{M_A}{M_B} = \frac{V_B}{V_A} \quad (7)$$

The mass determination thus relies on an accurate measurement of the potentials V_A and V_B .

The first direct mass measurements of short lived isotopes, including the neutron-rich Na isotopes, were performed in the mid 1970's at ISOLDE, CERN using a single stage mass spectrometer with a resolving power of $R = M/\Delta M = 650$ [1]. Owing to the characteristics of the surface ionization ion-source and the need for relatively high intensity beams only the alkali elements could be studied.

In subsequent experiments the masses of neutron deficient and rich isotopes of rubidium ($^{74-79}\text{Rb}$, $^{90-99}\text{Rb}$), cesium ($^{117-124,126}\text{Cs}$, $^{138,140-147}\text{Cs}$) and francium ($^{204-210,212}\text{Fr}$, $^{224-228}\text{Fr}$) were measured [70, 71, 72, 73]. To maintain a precision of ~ 100 keV for the heavier nuclei a double focusing mass spectrometer with a mass resolution of $R=5000$ was acquired [70, 71]. The radioactive alkali isotopes were delivered by the ISOLDE on-line

mass separator. One of the advantages of this method is its rapidity, which beyond the source release times is limited only by the flight time through the spectrometer, thus allowing the measurement of nuclei with very short life times. A precision of 2×10^{-7} was typically obtained in the measurements.

The success of these direct mass measurements stimulated the interest of other groups including the now defunct programme at the on-line mass separator at TASC-Chalk River [74]. In this case fusion-evaporation reactions were employed to produce neutron deficient nuclei and a FEBIAD (forced electron beam arc discharge) type ion source was coupled to the spectrometer. Perhaps the most interesting feature of this programme was the detection of the characteristic gamma-rays of the nucleus of interest at the focal plane of the spectrometer. By varying the accelerating voltage and hence stepping the beam across the exit slit, the beam profile could be precisely measured without any isobaric contamination. As a result precisions of 2×10^{-6} were reached for proton-rich isotopes of indium and bromine in the vicinity of ^{100}Sn [75].

Conventional mass spectrometers and on-line mass separators have provided a valuable contribution to the field. Their precision is, however, intrinsically limited by the precision attainable in the determination of the accelerating potential ($\sim 10^{-7}$). The desire for improved precision has driven the development of new techniques. As described below, these are in general based on frequency measurements.

b Radio Frequency Mass Spectrometers (RFMS)

In an RFMS the masses M_A and M_B are compared through their cyclotron frequencies ω_A and ω_B in the same homogeneous, static, magnetic field. If the two ions follow identical trajectories the frequencies and masses are related simply as,

$$\omega_A M_A = \omega_B M_B \quad (8)$$

A high resolution RFMS spectrometer MISTRAL⁵ dedicated to the measurement of masses of short lived radioactive nuclei is currently in operation at ISOLDE, CERN [76]. The very short ($\sim 50 \mu\text{sec}$) transit times makes this spectrometer a complementary tool to the high precision traps also in operation at ISOLDE.

The principle features of MISTRAL are a magnet exhibiting a highly homogeneous field, an RF-modulator and two symmetrical beam lines for the injection and extraction of the beam (figure 5). The low energy ($\sim 100 \text{ keV}$) beam furnished by the ISOLDE sources is injected into the spectrometer, executes two helical orbits and is then ejected. Whilst circulating within the spectrometer the ion crosses the RF-modulator at the first and third half-turns. The modulation frequency is adjusted so that the effect of the first passage through the RF field is cancelled by the second passage. As a result the kinetic energy of the ion remains unchanged. This occurs if the system is tuned such that,

$$\frac{\omega}{\omega_c} = n + 1/2 \quad (9)$$

⁵Mass Measurements at ISOLDE with a Transmission Radiofrequency spectrometer on-Line.

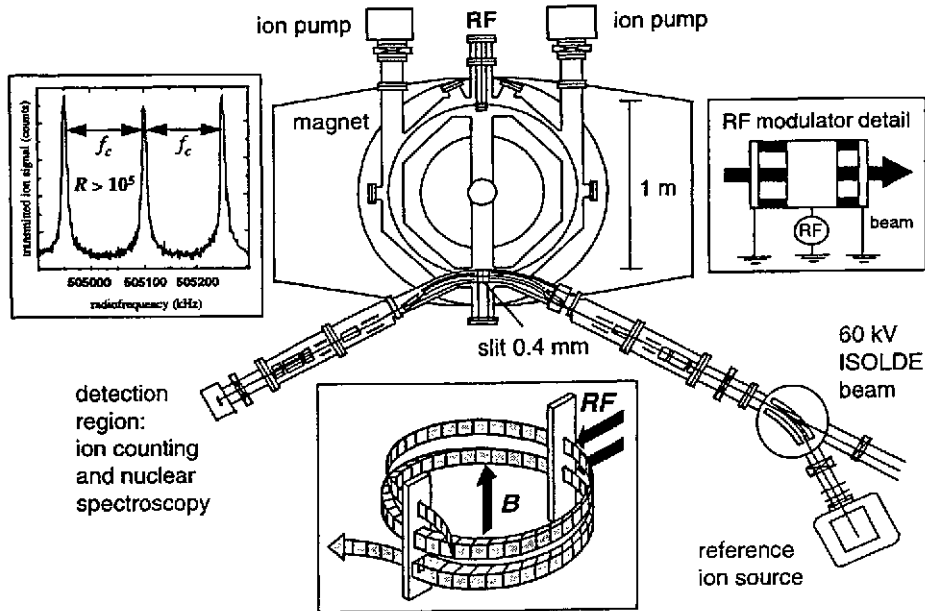


Figure 5: Overview of the MISTRAL radio frequency spectrometer [76].

where n are integers, ω is the frequency of the modulator and ω_c is the cyclotron frequency. When the frequency of the modulator is scanned, narrow peaks corresponding to the transmission maximums are observed in the intensity of the extracted beam for integer values of $\omega/\omega_c - 1/2$.

The first measurements of short-lived nuclei using MISTRAL have concentrated on the neutron-rich Ne, Na, Mg and Al isotopes in the vicinity of $N=20$ (section I) [77]. As displayed in figure 6, the precisions of the mass determinations in this region will be improved by nearly one order of magnitude over the earlier direct time-of-flight [3, 4], mass spectrometry [1] and decay [2] measurements.

c Ion traps as high precision mass spectrometers

The confinement of very low energy charged particles within static magnetic and electric fields – Penning trap – or time varying electric fields – Paul trap – represents a powerful tool for the manipulation of electrons, protons, ions and molecules [78]. Indeed, Penning traps have been employed for high precision mass spectrometry of many light stable particles. For example, the mass differences of the electron and positron [79], proton and antiproton [80, 81], helium-3 and tritium ions [82] and light stable atoms [83] have been measured with the highest accuracy achieved to date ($\sim 10^{-10}$). The basic principle of these measurements is the determination of the cyclotron frequency of the stored charged particle. The attainment of such high precisions owes much to developments in ultrahigh vacuum and superconducting magnet technology. In most of the experiments cited above the particles

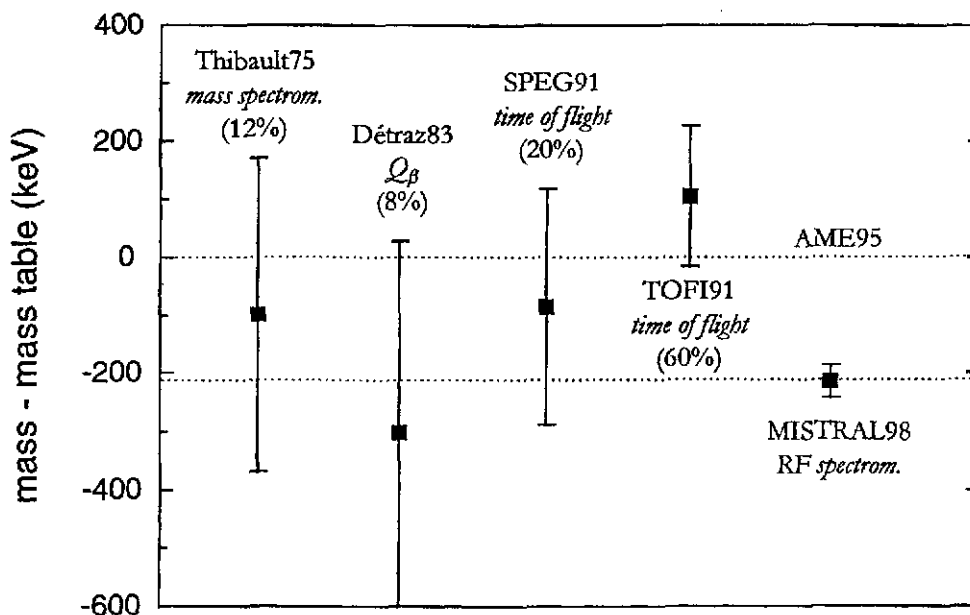


Figure 6: Comparison of earlier mass measurements for ^{30}Na and that recently furnished by the MISTRAL collaboration [86, 77].

of interest were created within the trap. As outlined below, one of the important facets in the use of traps with radioactive ions is the beam preparation and injection. In particular, the beams must be slowed down, bunched and isobars eliminated.

At present the only operating trap based system for the measurement of masses far from stability is ISOLTRAP at ISOLDE, CERN [84, 85, 86]. As the reader will no doubt glean from the references cited here, the high precision mass determinations possible with even relatively short lived nuclei represent a significant advance in the exploration of the nuclear mass surface far from stability.

In the currently operating version of ISOLTRAP [86], the bunching and cooling needed for injection of the ions into the high precision measurement trap are performed using two smaller traps. The first trap consists of a gas-filled radiofrequency quadrupole (RFQ) in which the continuous 60 keV ion beam delivered by the ISOLDE sources is captured and bunched⁶. The bunched ions are then injected into a larger cylindrical Penning trap which operates as a mass selective cooler. Typical mass resolving powers of $R \approx 10^5$ are achieved, which is sufficient to eliminate most isobaric contamination even relatively near stability. The ability to perform such purification is particularly important as the presence of unwanted ion species in the precision trap can lead to systematic errors such as those arising from the Coulomb interaction between different ions.

⁶In earlier versions the functions of this trap were performed through the collection of the ions on the foil of a secondary ion source, the heating of which produced very low energy ions via surface ionisation. Such a system, however, limited considerably the range of elements accessible to measurement and the overall efficiency.

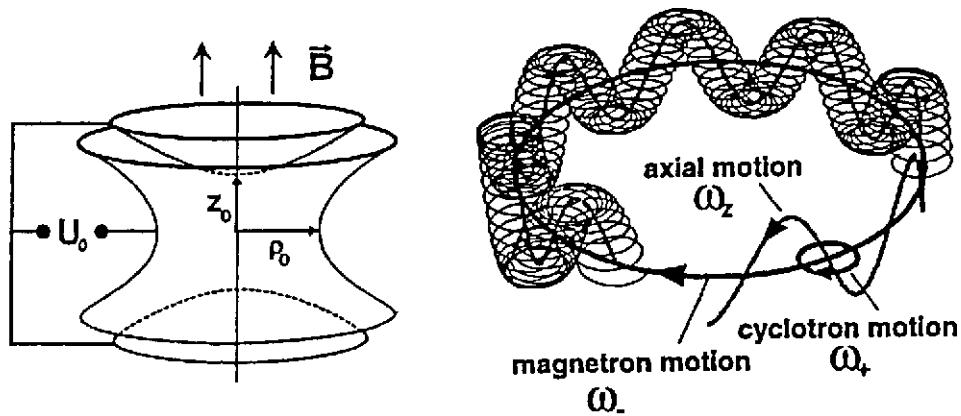


Figure 7: Schematic representation of a Penning trap and the trajectory of the trapped ions [78].

The final "precision" trap in which the mass measurements are carried out is a Penning trap. Here a homogeneous static magnetic field is used for the radial confinement of the ions and an axially symmetric static electric quadrupole field prevents the ions from escaping along the magnetic field lines (figure 7). In the absence of the electric field in-plane cyclotron motion around the Z-axis, with frequency $\omega_c = (q/m)B$ would occur. Similarly, in the absence of the magnetic field simple axial harmonic oscillations with frequency $\omega_z = 1/Z_0 \sqrt{V_0(q/m)}$ would occur. As the electric quadrupole field has a repulsive in-plane component, the superposition of the magnetic dipole and the electric quadrupole fields produces cyclotron motion with a modified frequency ω_+ and a slow precession of this circular motion around the trap axis (magnetron motion) with frequency ω_- . This motion is combined with a simple axial harmonic oscillation of frequency ω_z (figure 7). The sum of ω_+ and ω_- is the cyclotron frequency ω_c . More explicitly,

$$\omega_{\pm} = \omega_c/2 \pm \sqrt{(\omega_c/2)^2 - \omega_z^2/2} \quad (10)$$

In order to measure the mass of a trapped nucleus an azimuthal quadrupole RF field ω_{rf} is applied. When resonance is achieved $\omega_{rf} = \omega_c = (q/m).B$ and the energy gain is a maximum. The degree of gain in energy is also a function of the time over which the RF field is applied. The increase in energy at resonance is detected by the measurement of the time-of-flight of the ions following ejection from the trap - ions in resonance with the applied RF field have the largest energy gain and thus reach the external ion detector faster than those off resonance (figure 8). The gain in kinetic energy for an ion with mass $A=100$ is of the order of 20 eV and the corresponding reduction in the flight time is of the order of 40%. The system is calibrated for the measurement of unknown masses using stable ions, such as ^{85}Rb and ^{133}Cs , produced using an internal ion source.

The first results obtained with ISOLTRAP were determinations of the mass excesses

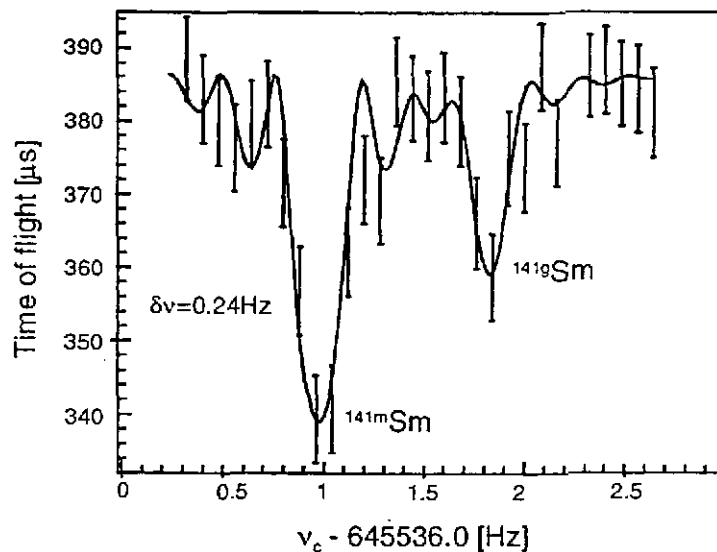


Figure 8: Resolved isomer and ground state in ^{141}Sm ($\Delta E=175$ keV) [86].

of the cesium isotopes $^{118-137}\text{Cs}$ [87]. A resolving power of the order of 10^6 and a precision of 1.4×10^{-7} (~ 20 keV) were obtained. The ground and isomeric states of a nucleus have also been resolved for the first time in direct mass spectrometry demonstrating the power of the technique [88] – a mass resolution of some 70 keV was achieved for $^{78}\text{Rb}^{m,g}$ and $^{84}\text{Rb}^{m,g}$.

More recently an extensive programme of mass measurements of neutron deficient rare-earth isotopes in the mass 150 region has been completed [89]. Mass determinations with typical uncertainties of some 10-20 keV were reported for more than 40 isotopes of Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Dy and Ho, with halfives as low as ten seconds⁷. Current developments are centred around the use of the RFQ buncher trap, with preliminary results being obtained for neutron deficient Hg isotopes [86]. The refinement of the use of this trap should lead to increased efficiencies and consequently a reduction in the halfives of the ions that can be measured.

3 Direct measurements at Intermediate and High Energies

a Time-of-Flight Methods

One of the most important advances in the last decade in the measurement of masses far from stability has been the development of direct time-of-flight techniques. The power of these approaches has arisen from the coupling of projectile fragmentation and target spallation/fragmentation reactions as production methods to high resolution spectrometers — SPEG at GANIL [90] and TOFI at Los Alamos [91]. Importantly, the very broad elemental and isotopic distributions resulting from such reactions combined with fast in-flight electromagnetic selection [16] can provide for the mapping of an entire region of

⁷These measurements still employed the secondary surface-ionisation source.

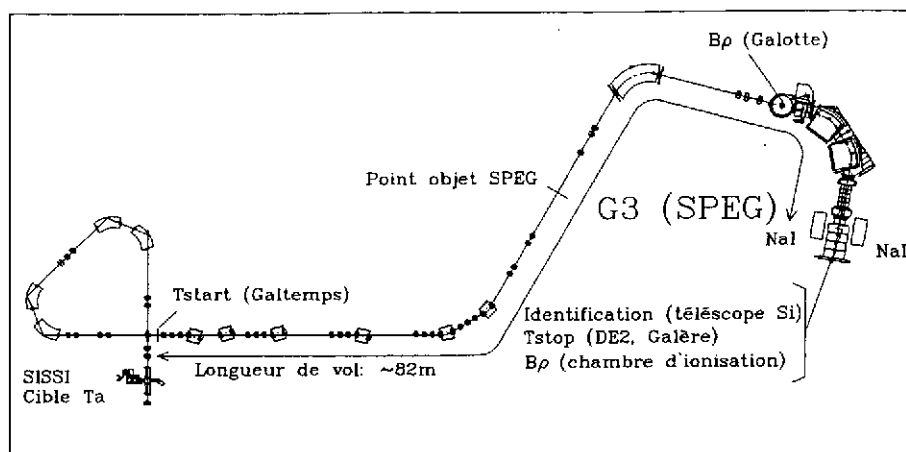


Figure 9: Overview of the SPEG direct time-of-flight mass measurement setup [100].

the nuclear mass surface in a single measurement, as shown, for example, in a recently completed investigation of neutron-rich nuclei in the region of the $N=20$ and 28 shell closures [100]. The experiments undertaken by both the TOFI and SPEG groups have provided a systematic survey of the nuclear mass surface for the neutron-rich nuclei from ^{11}Li to ^{72}Ni [92, 93, 92, 94, 3, 100, 4, 95, 96].

The direct time-of-flight technique requires in principle (equation 6) only the determination, for a particular rigidity, of the velocity of the ion. In the case of the now discontinued programme based on the TOFI (Time-of-Flight Isochronous) recoil spectrometer [94, 93, 4, 95, 96], the high current (1 mA) 800 MeV proton beam from LAMPF was used to produce neutron-rich nuclei via the spallation and fission of a thin ^{nat}Th target. A small fraction of the products emitted at low energy ($\sim 2\text{-}3$ MeV/nucleon) were captured using a secondary transport line, which incorporated a mass-to-charge filter to reject the intense near stable species, and transmitted to TOFI. The TOFI spectrometer was a highly symmetrical system consisting of four identical dipole elements arranged such that the flight time of ions of a particular m/q traversing the system was independent of the velocity. The measurement of the time-of-flight (TOF) of the ions traversing the 14 m flight-path of TOFI was made using secondary electron, fast timing detectors, comprising of thin foils coupled to microchannel plates [97]. A timing resolution (FWHM) of some 200 ps was usually obtained, corresponding, for a typical flight time of ~ 600 ns, to a mass-to-charge resolution of $\sim 3 \times 10^{-4}$.

In the case of the programme based around the SPEG spectrometer [92, 3, 98, 99, 100], projectile fragmentation of high intensity ($\sim 10^{11-12}$ pps), intermediate energy ($\sim 50\text{-}70$ MeV/nucleon) heavy-ion beams (^{40}Ar , ^{48}Ca , ^{78}Kr) from the GANIL coupled cyclotrons have been used to produce the nuclei of interest. The projectile-like fragments emitted from the production target, located at the exit of the second cyclotron, are selected using the beam analysis spectrometer and transported along a doubly achromatically tuned beam line to the focal plane of SPEG, a flight path of 82 m (figure 9). The TOF measurement

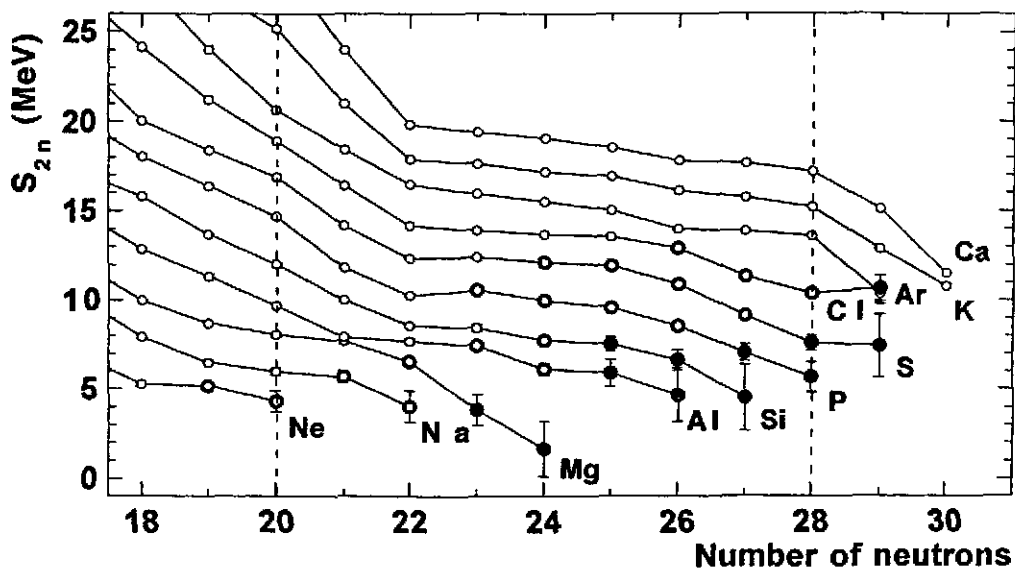


Figure 10: Two-neutron separation energies in the region of the $N=20$ and 28 shell closures [100].

is made, as in the TOFI experiments, using a pair of microchannel plate detectors — flight times are typically of the order of $1 \mu\text{s}$. The magnetic rigidity of each ion is derived from a position measurement made using a thin position sensitive parallel plate avalanche counter or microchannel plate detector system located at the dispersive image plane of SPEG. Resolutions (FWHM) of $\sim 10^{-4}$ in the rigidity and $\sim 2.5 \times 10^{-4}$ in the flight time are typically achieved, corresponding to a mass resolutions of $\sim 3 \times 10^{-4}$.

In both the TOFI and SPEG measurements a large number of nuclei (~ 100) are transmitted in any one setting of the beam line and spectrometer. The nuclei of known masses are used to provide a calibration from which the unknown masses are derived. Such a large number of reference masses over a wide range of Z and A is particularly important in providing final mass determinations with precisions of the order of 10^{-6} [101]. The final uncertainties range from ~ 100 keV for nuclei relatively close to stability (many thousands of events) to ~ 1 MeV for those approaching the ends of isotopic chains (some tens of events).

The most recent measurements of this type are those undertaken by Sarazin *et al.* using the SPEG spectrometer in conjunction with a high intensity ^{48}Ca beam and the SISSI device for increased efficiency in the collection of the reaction products [100]. The masses of some 30 neutron-rich nuclei in the mass range $A=29-47$ were measured (figure 10), providing evidence for changes in shell structure around $N=28$ for the neutron-rich isotopes of Cl, S and P.

A number of caveats must be noted regarding the accuracy of direct time-of-flight measurements. Firstly, the population of isomeric states with lifetimes of the order of the flight time through the system ($\sim 1 \mu\text{s}$) presents a potential problem, as the resolution of the TOFI and SPEG systems are not sufficient to resolve the typical mass difference between

the ground and excited states. Measurements of such mixed states will lead to a less bound mass determination, as has been observed for ^{32}Al [92], ^{68}Ni [96] and ^{43}S [100]. Clearly, well known nuclei with isomeric states must be excluded from the calibration.

In the case of the TOFI measurements, undertaken at low secondary beam energies, care needed to be taken to avoid isobaric contamination, which may arise from the limited resolution in the determination of the atomic number. Such effects would appear to have biased the earliest measurements of the masses of ^{27}Ne and ^{30}Na [94] and in practice limit the TOFI based programme to the heaviest systems so far measured [96]. Similarly, the problems associated with charge states other than $Q=Z$ for heavy systems, complicate the SPEG based measurements [99]. Given the presently attainable resolutions, the limit for obtaining reasonable mass determinations would appear to be $A\sim 80$.

In order to extend the method of time-of-flight measurement to heavier nuclei and to achieve higher precision for the lighter ones, a substantially longer flight-path is required. Given the physical limitations on a rectilinear flight path, this can best be achieved if the ions follow a spiral or circular path. These considerations have motivated new techniques which use time-of-flight or frequency measurements associated with circulating beams.

b Storage Rings

Novel cyclic methods have recently been developed at GSI for the measurement of the masses of nuclei far from stability produced as the products of the projectile fragmentation of heavy relativistic beams [102]. The the nuclei of interest are stored in the Experimental Storage Ring (ESR) [103], where the revolution frequencies are measured.

The fully ionised secondary ions at GSI are produced by projectile fragmentation of the relativistic primary beams provided by the SIS heavy-ion synchrotron, which can furnish ions of all elements up to Uranium with energies up to some 1 to 2 GeV/nucleon. The reaction products are separated in-flight with the FRS Fragment Separator [104] using standard magnetic rigidity and energy loss analyses [16]. The secondary beams are subsequently injected and accumulated in the ESR. The ESR was designed to accumulate, store and cool heavy ions with energies up to 500 MeV/nucleon [102]. The cooling is achieved through the Coulomb interaction of the circulating ions with "cold" electrons.

The ESR can be used in two different modes to measure the mass-to-charge ratios of the circulating ions. Each method is based on the principle that for a particle with rest mass m and velocity v , circulating in a ring with a revolution time T , the resolution $(\Delta m/q)/(m/q)$ is related to the time resolution $\Delta T/T$ and the velocity spread Δv as,

$$\frac{\Delta m/q}{m/q} = \gamma_{tr}^2 \frac{\Delta T}{T} + (\gamma_{tr}^2 - \gamma^2) \frac{\Delta v}{v} + \gamma_{tr}^2 \frac{\Delta B}{B} \quad (11)$$

where γ is the relativistic factor and $\gamma_{tr} = \sqrt{1 - v_{tr}^2/c^2}$ is the value at the so-called transition energy which is a constant inherent of the ion-optical tuning of the ring⁸. $\Delta B/B$ is the relative magnetic field non-uniformity integrated over all paths within the ring. This term

⁸At the transition point the increase in velocity compensates for the increased flight path and the

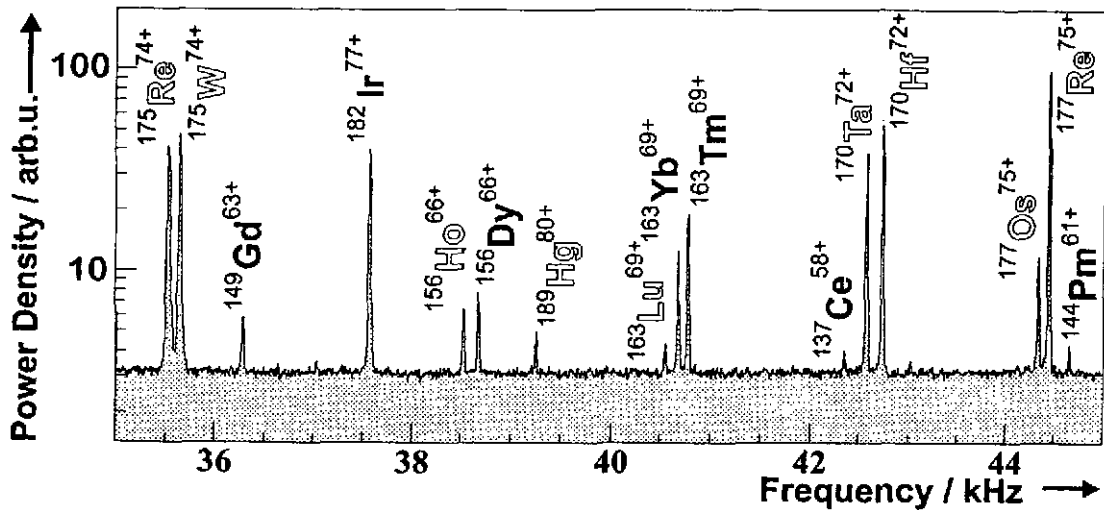


Figure 11: Example of the Schottky spectrum of stored and cooled fragments in the ESR [107]. Nuclei with known (reference) masses are noted in bold letters.

is usually small. The principle limitation on the mass resolution is the velocity dependent term.

In the first method developed, the mass resolution is improved by the reducing the velocity spread Δv via electron-cooling of the stored beam. If the beam is cooled and all ions have the same velocity, the frequency differences will depend only on m/q and the mass of the ion is thus directly related to the revolution frequency. The frequency is measured using the Schottky noise technique whereby a signal is induced by the circulating particles on metallic probes located within the ring [105]. In order to isolate the very small signals from thermal noise the frequency spectrum is generated by Fourier transformation. The frequency spectrum (see, for example, figure 11) contains peaks at all harmonics of the circulation frequencies of the stored ions. High harmonics (~ 20) are chosen to provide the best signal to noise ratio.

The cooling times are typically at least 1 s and the method is thus restricted to the measurement of nuclides with comparable or longer half-lives and which are produced with reasonably high yields. The pilot experiments demonstrated the feasibility of the techniques involved by storing and cooling a ^{18}F beam [106]. The mass was determined with a precision of 80 keV or 5×10^{-6} . In a spectacular demonstration of the method, the masses of over 100 heavy neutron-deficient nuclides in the Hf-Bi region produced by the fragmentation of a 930 MeV/nucleon ^{209}Bi beam were measured for the first time in a recent experiment [107]. Precisions of some 100-150 keV were obtained.

In the second of the methods [108, 109], which is still under development, the ESR is operated in an isochronous mode. In simple terms, the ion optics of the ring are tuned such that the revolution frequency thus becomes velocity independent - that is, the ring operates in an isochronous mode.

that $\gamma = \gamma_{tr}$, thus eliminating the velocity dependent term in equation 11. In this case the ESR can be used as a time-of-flight mass spectrometer for very short lived exotic nuclei produced with low yields. For a single turn measurement, if the timing uncertainty of the detection system is around 150 ps, and the flight time is ~ 500 ns, the mass resolution is $\sim 3 \times 10^{-4}$. In multi-turn measurements ($N_T \geq 100$) an improved mass resolution may be achieved. Beyond several tens of turns, however, higher order aberrations can become significant and the optimum performance is expected for $N_T \approx 30$. Initial testing with stable beams has demonstrated the viability of the technique [109] and it is expected that the measurement of unknown masses will soon be performed.

IV Conclusions

The foregoing discussion has only briefly touched on some of the techniques used to measure masses of nuclei far from stability. Due to restrictions in time and space only those techniques which have been or currently are being used routinely have been described⁹. As the more alert reader may have noted the use of cyclotrons as high resolution mass spectrometers [110], for example, has not been covered.

It is worthwhile reiterating, as discussed in the accompanying course by Georges Audi, that mass measurements with a particular technique should not be taken in isolation. Moreover, the connections between different experiments are often of considerable importance. As an example, one may consider the mass differences derived from α -decay chains, which are often not linked to known masses. Careful measurement of the mass of a single member of such decay chains (figure 12) can provide a significant windfall which may extend further from stability than the measurement itself.

Precise mass determinations for nuclei less exotic than those at the frontier between known and unknown masses are, despite the lack of glamour, of considerable importance. In particular, these nuclei provide the reference masses for the calibration of measurements far from stability.

In the near future, the advent of new radioactive beam facilities can be expected to add new leases of life to the techniques outlined here. For example, transfer reactions may see a renaissance through the availability of intense secondary beams, whilst invariant mass measurements may be extended to heavier unbound systems. More generally, direct measurements will be able to be used to map the mass surface even further from stability. In doing so it is almost certain that new regions of interest in the nuclear landscape will be uncovered.

Acknowledgements

The written version of this lecture is based on the review article written in collaboration with Wolfi Mittig and Alinka Lépine-Szily [15]. My thanks are also due to Wolfi for letting

⁹Some degree of personal bias arising from my own experiences should also be admitted to.

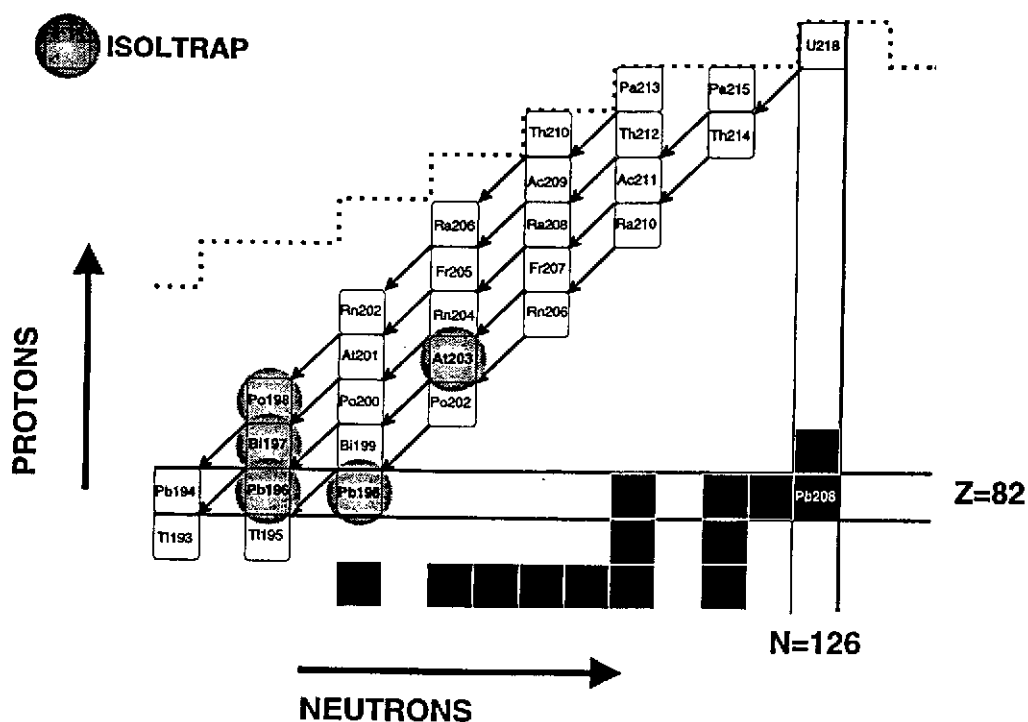


Figure 12: Connections provided by recent ISOLTRAP mass measurements to α -decay chains [86]. The dotted line indicates the borderline of known nuclei.

me experience the delights of life with the MODCOMP ("qui mange des huitres"). I am also grateful to Dave Lunney for supplying me with some of the material used here as well as introducing me to the wines of Givry.

Bibliography

- [1] Thibault C et al, *Phys. Rev.* **C12**, 644 (1975).
- [2] Détraz C, et al., *Nucl. Phys.* **A394**, 378 (1983).
- [3] Orr NA, et al., *Phys. Lett.* **B258**, 29 (1991).
- [4] Zhou XG, et al., *Phys. Lett.* **B260**, 285 (1991).
- [5] Warburton EK, et al., *Phys. Rev.* **C41**, 1147 (1990)
- [6] Poves A, Retemosa J, *Nucl. Phys.* **A571**, 221 (1994)
- [7] Klotz G et al., *Phys. Rev.* **C47**, 2502 (1993)
- [8] Motobayashi T et al., *Phys. Lett.* **B346**, 9 (1995); Pritychenko BV et al., **B461**, 322 (1999)
- [9] R Neugart, A Wöhr, eds, *Proc. of the 6th Int. Conf. on Nuclei far from Stability and the 9th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1993).
- [10] M de Saint Simon, O Sorlin, eds, *Proc. of the Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses — ENAM95* (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1995).
- [11] Sherrill BM, Morrissey DJ, Davids CN, eds, *Proc. ENAM98 — Exotic Nuclei and Atomic Masses* (AIP Conf. Proceedings vol. 455, AIP, Woodbury, New York, 1998)
- [12] Lunney D, Audi G, Kluge HJ, ed, *Proc. of the 2nd Euroconference on Atomic Physics at Accelerators — APAC2000* (Kluwer Scientific, Dordrecht, The Netherlands, 2001)
- [13] Audi G, Wapstra AH, *Nucl. Phys.* **A595**, 409 (1995)
- [14] Audi G, Wapstra AH, *Nucl. Phys.* **A565**, 1 (1993)
- [15] Mittig W, Lépine-Szily A, Orr NA, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47**, 27 (1997)
- [16] Geissel H, Münzenberg G, Rüsager K, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 529 (1995)
- [17] Mueller AC. Sherrill BM, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**, 163 (1993)

- [18] Cerny J, in *Proc. of the Third Int. Conf. on Nuclei far from Stability* (CERN 76-13, 1976), p 225
- [19] Benenson W, in *Proc. of the Third Int. Conf. on Nuclei far from Stability* (CERN 76-13, 1976), p 235
- [20] Thorn CE, et al., *Phys. Rev.* **C30**, 1442 (1984)
- [21] Davis NJ, et al., *Phys. Rev.* **C32**, 713 (1985)
- [22] Stokes RH, Young PG, *Phys. Rev.* **178**, 1789 (1969)
- [23] Cerny J, et al., *Phys. Rev. Lett* **16**, 469 (1966)
- [24] Benenson W, et al., *Phys. Rev.* **C9**, 2130 (1974)
- [25] Woodward CJ, et al., *Phys. Rev* **C27**, 27 (1983)
- [26] Kato S, et al., *Phys. Rev.* **C42**, 563 (1990); *Phys. Rev.* **C41**, 2004 (1990); *Phys. Rev.* **C41**, 1276 (1990); *Phys. Rev.* **C39** 818 (1989)
- [27] Stiliaris E, et al., *Z. Phys.* **A326**, 139 (1987)
- [28] Mohar MF, et al., *Phys. Rev.* **C38**, 737 (1988)
- [29] Woods CL, et al., *Nucl. Phys.* **A484**, 145 (1988)
- [30] Mayer WA, et al., *Z. Phys.* **A319**, 287 (1984)
- [31] Drumm PV, et al., *Nucl. Phys.* **A441**, 95 (1985).
- [32] Woods PJ, et al., *Phys. Lett.* **B182**, 297 (1986); *Z. Phys.* **A321**, 119 (1985)
- [33] Fifield LK, et al., *Nucl. Phys.* **A484**, 117 (1988); *Nucl. Phys.* **A453**, 497 (1986); *Nucl. Phys.* **A440**, 531 (1985)
- [34] Young BM, et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4124 (1993)
- [35] Bohlen HG, et al., *Nucl. Phys.* **A583**, 775 (1995)
- [36] Wilcox KH, et al., *Phys. Lett.* **59B**, 142 (1975)
- [37] Amelin AI, et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* **52**, 501 (1990)
- [38] Bohlen HG, et al., *Z. Phys.* **A344**, 381 (1993)
- [39] Young BM, et al., *Phys. Rev.* **C49**, 279 (1994)
- [40] Caggiano JA, et al., *Phys. Rev.* **C60**, 064322 (1999)

- [41] Kryger RA, et al., Phys. Rev. **C47**, R2439 (1993)
- [42] Thoennessen M, et al., Report MSUCL-1180, Oct. 2000; Phys. Rev. **C**, in press
- [43] Catford W, et al., Nucl. Phys. **A489**, 347 (1988)
- [44] Catford W, et al., Nucl. Phys. **A503**, 263 (1989)
- [45] Fifield LK, Orr NA, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A288**, 360 (1990)
- [46] Nann H, et al., Phys. Lett. **96B**, 261 (1980)
- [47] Burleson GR, et al., Phys. Rev. **C22**, 1180 (1980)
- [48] Morris Cl, et al., Phys. Rev. **C25**, 3218 (1982)
- [49] Gilman R, et al., Phys. Rev. **C30**, 958 (1984)
- [50] Seth KK, et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 1930 (1987); Phys. Lett **B173**, 397 (1986); Phys. Rev. Lett **41**, 1589 (1978)
- [51] Kobayashi T, et al., Nucl. Phys. **A538**, 343c (1992)
- [52] Hansen PG, Jensen AS, Jonson B, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **45**, 591 (1995)
- [53] Bohlen HG, et al., Z. Phys. **A330**, 227 (1988)
- [54] Ostrowski AN, et al., Phys. Lett. **B338**, 13 (1994)
- [55] Ostrowski AN, et al., Z. Phys. **A343**, 489 (1992)
- [56] Kalpakchieva R, et al., Eur. Phys. J. **A7**, 451 (2000)
- [57] Korsheninnikov AA, et al., Phys. Lett. **B326**, 31 (1994)
- [58] Kryger RA, et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 860 (1995)
- [59] Goosman DR, Alburger DE, Phys. Rev. **C10**, 756 (1974)
- [60] Decker R, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A192**, 261 (1982)
- [61] Bom VR, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A207**, 395 (1983)
- [62] Gross M, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A311**, 512 (1992)
- [63] Przewloka M, et al., Z. Phys. **A342**, 23 (1992), Z. Phys. **A342**, 27 (1992)
- [64] Parks LA, et al., Phys. Rev. **C15**, 730 (1977)
- [65] see, for example, Enge H *Introduction to Nuclear Physics* (Addison-Wesley, 1966)

- [66] Keller H, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A300**, 67 (1991); Z. Phys. **A340**, 363 (1991)
- [67] Plochocki A, et al. , Nucl. Phys. **A332**, 29 (1979)
- [68] Roeckl E, Rep. Progr. Phys. **55**, 1661 (1992)
- [69] Gross M, et al. , in Ref. [1], p 77
- [70] Epherre M, et al., Phys. Rev. **C19**, 1504 (1979)
- [71] Epherre M, et al., Nucl. Phys. **A340**, 1 (1980)
- [72] Audi G, et al., Nucl. Phys. **A378**, 443 (1982)
- [73] G.Audi, et al., Nucl.Phys. **A449**, 491 (1986)
- [74] Schmeing H, et al., Nucl. Instr. Meth. **186**, 47 (1981)
- [75] Sharma KS, et al., Phys. Rev. **C44**, 2439 (1991)
- [76] Lunney MD, et al. Hyperfine Interactions **99**, 105 (1996)
- [77] Lunney MD, et al. in ref [12]; Audi G et al, in preparation; Toader C, Thèse, Université Paris XI (1999); Monsanglant C, Thèse, Université Paris XI (1999)
- [78] Lunney D, *Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 1999*, p 85
- [79] Schwinberg PB, Van Dyck RS, Dehmelt HG, Phys. Lett. **A81**, 119 (1981)
- [80] Gabrielse G, et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3544 (1995)
- [81] Phillips D, et al., Physica Scripta **59**, 307 (1995)
- [82] Van Dyck RS, Farnham RL, Schwinberg PB, Phys. Rev. Lett. **70**, 2888 (1993)
- [83] DiFilippo F, et al., Phys. Scrip. **59**, 144 (1995); Phys. Rev. Lett. **73**, 1481 (1994)
- [84] Kluge HJ, Bollen G, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B70**, 473 (1992)
- [85] Kluge HJ, in Ref. [2], p 3
- [86] Lunney MD, Bollen G, Hyperfine Interactions **129**, 149 (2000)
- [87] Stolzenberg H, et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 3104 (1990)
- [88] Bollen G, et al., Phys. Rev. **C46**, 2140 (1992)
- [89] Beck D, et al., Eur. Phys. J. **A8**, 307 (2000)
- [90] Bianchi L, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A276**, 509 (1989)

- [91] Wouters JM, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A240**, 77 (1985); Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B26**, 286 (1987)
- [92] Gillibert A, et al., Phys. Lett. **B192**, 39 (1987)
- [93] Wouters JM, et al., Z. Phys. **A331**, 229 (1988)
- [94] Vieira DJ, et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 3253 (1986)
- [95] Tu XL, et al., Z. Phys. **A337**, 361 (1990)
- [96] Seifert HL, et al., Z. Phys. **A349**, 25 (1994)
- [97] Kraus RH, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B26**, 280 (1987).
- [98] Gillibert A, et al., Phys. Lett. **B176**, 317 (1986)
- [99] Chartier M, et al., Nucl. Phys. **A637**, 3 (1998)
- [100] Sarazin F, et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5062 (2000); Thèse Université de Caen (1999)
- [101] Mittag W, in *Proc. Int. Symposium on Structure and Reactions of Unstable Nuclei*, ed K Ikeda, Y Suzuki (World Scientific, Singapore, 1991), p 8
- [102] Klepper O, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B70**, 427 (1992)
- [103] Franzke B, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B24/25**, 18 (1987)
- [104] Geissel H, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B70**, 286 (1992)
- [105] Franzke B, et al., Phys. Scrip. **59**, 176 (1995)
- [106] Geissel H, et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3412 (1992)
- [107] Radon T et al., Nucl. Phys. **A677**, 75 (2000)
- [108] Wollnik H, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B26**, 267 (1987)
- [109] Haussmann M, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A446**, 569 (2000)
- [110] Auger G, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A350**, 235 (1994); Chartier M, et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 2400 (1996)

DÉSINTÉGRATION BETA : THÉORIE, QRPA, ...

CRISTINA VOLPE

Groupe de Physique Théorique, Institut de Physique Nucléaire, F-91406 Orsay Cedex, France

RÉSUMÉ

Ce cours s'attachera dans un premier temps à présenter une revue rapide de la théorie élémentaire de la désintégration β : l'interaction $\mathcal{V} - \mathcal{A}$, les processus de désintégration β dans les noyaux, les demi-vies partielle et totale, les transitions permises de Fermi et de Gamow-Teller. Le concept de distribution de force (ou probabilité de transition), nécessaire pour les calculs de temps de vie, sera introduit. La deuxième partie sera consacrée à une description détaillée d'une des approches microscopiques utilisée extensivement dans les calculs de désintégration β en astrophysique : l'Approximation des Phases Aléatoires (RPA) dans ses différentes versions (avec échange de charge, pour des quasi-particules ou QRPA, avec échange de charge pour des quasi-particules). Les distributions de force microscopiques obtenues dans ces approches seront présentées. Ensuite le concept de règle de somme sera introduit à travers l'exemple de la règle de somme Ikeda pour les transitions de Gamow-Teller. Le problème de la force manquante dans ces transitions sera mentionné. Dans la troisième partie quelques exemples seront présentés montrant comment les effets de structure peuvent modifier, de manière significative, les distributions de force et donc les temps de vie de noyaux importants pour l'astrophysique.

ABSTRACT

In the first part we shall present a brief review of the elementary theory of β decay: the $\mathcal{V} - \mathcal{A}$ interaction, the β decay processes in nuclei, the partial and total half-life, the allowed Fermi and Gamow-Teller transitions. The concept of strength distribution (or transition probability distribution), necessary to calculate half-lives, will be introduced. The second part will be devoted to a detailed description of one of the microscopic approaches extensively used in β decay calculations in astrophysics, namely the Random-Phase-Approximation (RPA) and its different versions (charge-exchange RPA, RPA among Quasi-particles or QRPA, charge-exchange QRPA). The microscopic strength distribution obtained within these approaches will be presented. Besides, the concept of sum rules will be introduced by illustrating the example of the Ikeda sum rule for Gamow-Teller transitions. The problem of the missing (or "quenched") Gamow-Teller strength will be mentioned. We shall discuss, in the third part, some examples showing how nuclear structure may modify in a significant way the strength distribution and therefore the half-life of nuclei which play a role in astrophysical processes.

1 Introduction

La désintégration β des noyaux atomiques joue un rôle important dans maints processus en astrophysique nucléaire, comme par exemple dans la nucléosynthèse d'éléments lourds lors du processus r , le processus de capture rapide de neutrons¹). Ce cours n'est pas une revue des calculs de désintégration β pour l'astrophysique, ni de toutes les approches utilisées jusqu'à

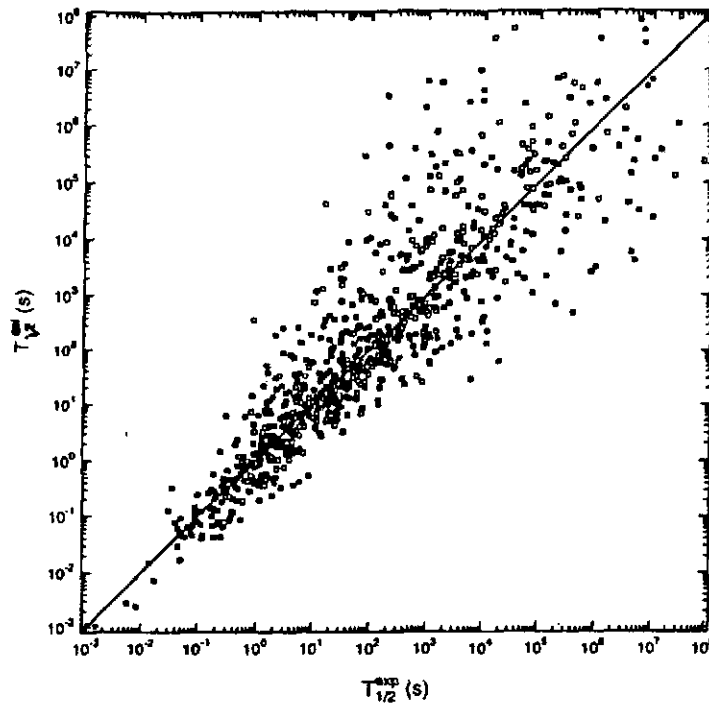


FIG. 1 - Exemple de résultat d'un calcul de demi-vie à grande échelle en comparaison avec l'expérience²⁾.

présent pour ces calculs. Deux types de modèles sont actuellement utilisés en astrophysique, certains se basent sur une description statistique approchée des propriétés des noyaux comme la "Gross Theory"³⁾; d'autres sont des approches microscopiques, tels que les Approximations de Tamm-Dancoff⁴⁾ (TDA), des Phases Aléatoires (RPA) (avec échange de charge⁵⁾, avec échange de charge pour des Quasi-particules^{2),6),7)} ou QRPA) ou encore le modèle en couches⁸⁾ et la théorie des systèmes finis de Migdal⁹⁾.

Ce cours se veut une introduction à la théorie de la désintégration β et à une de ces approches microscopiques : l'Approximation des Phases Aléatoires et ses diverses variantes (avec échange de charge, pour des quasi-particules, avec échange de charge pour des quasi-particules)¹⁾. Nous mentionnerons certains effets de la structure des noyaux sur les temps de vie de désintégration β et l'importance d'utiliser des approches capables de prendre en compte, sinon le maximum d'aspects de structure des noyaux, aux moins les plus pertinents. Il existe d'autres effets dont nous ne parlerons pas ici, dus au fait que la désintégration β a lieu dans des milieux à haute température¹⁾.

Dans les calculs de temps de vie, on rencontre deux difficultés majeures : *i)* il s'agit toujours de calculs à grande échelle (fig.1); *ii)* il faut très souvent extrapoler notre connaissance de la structure, acquise en étudiant les propriétés des noyaux le long de la vallée de stabilité, à des noyaux près des lignes d'instabilités (au-delà desquelles les noyaux ne sont plus liés). Pour ces raisons, les choix des approches et des paramétrisations sont souvent très délicats. D'une part, le fait qu'il faille considérer plusieurs milliers de noyaux à la fois amène parfois à traiter de manière schématique certains aspects de structure; d'autre part, une description microscopique cohérente des propriétés des noyaux dans leur état fondamental et dans les états excités, est nécessaire et demande un effort considérable dans des calculs à si grande échelle. De plus les prédictions loin de la vallée de stabilité (par exemple des masses¹⁰⁾) sont parfois très contradictoires. Le vaste programme de recherche actuel, aussi bien expérimental que théorique, sur les noyaux

1. Cependant certains aspects, comme par exemple ceux reliés aux symétries et brisures de symétrie, ne seront pas traités ici.

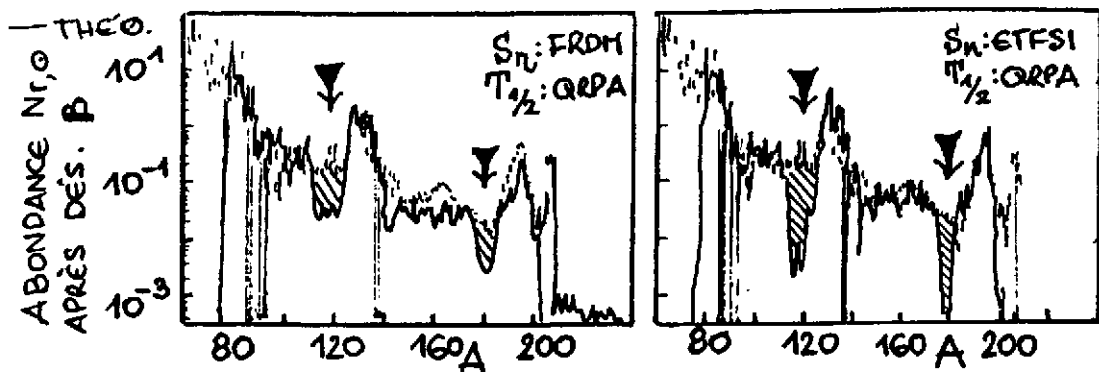


FIG. 2 – Le problème de l'existence des creux dans l'abondance des éléments r a fait l'objet d'un vif débat dans les dernières années.

exotiques, apportera des connaissances indispensables à l'astrophysique nucléaire, et permettra de réduire les incertitudes concernant la description des propriétés des noyaux, incertitudes qui s'ajoutent à toutes les difficultés de modélisation des processus astrophysiques eux-mêmes, dans leur globalité. Il suffit par exemple de penser au vif débat qui, depuis quelques années, enflamme les esprits : les creux dans l'abondance des éléments r (fig.2) trouvent-ils leur origine dans une atténuation de la magie (pour les noyaux riches en neutrons autour de $N=82^{11}$), ou dans des modélisations simplifiées du processus de nucléosynthèse¹²⁾ (la connaissance du site où ce processus aurait lieu reste l'un des grands problèmes des astrophysiciens¹⁾?)

Malgré toutes ces difficultés, les calculs de temps de vie des noyaux pour l'astrophysique ont fait énormément de progrès dans les derniers vingt ans. Bien sûr, beaucoup d'améliorations doivent encore être apportées, comme par exemple l'inclusion systématique de la déformation des noyaux ou l'étude des contributions provenant des transitions interdites.

Ce cours comporte trois parties. La première est une introduction à la théorie de la désintégration β avec une attention particulière sur les transitions permises de Fermi et de Gamow-Teller. Après quelques rappels concernant l'approximation de champ moyen et la base à N particules- N trous, la deuxième partie est dédiée à la présentation, à l'aide de la méthode des équations du mouvement, de l'Approximation des Phases Aléatoires et de ses variantes. Pour que le cours soit le plus complet possible, de brefs rappels sur les formalismes du spin, de l'isospin des nucléons et des noyaux et de la seconde quantification sont inclus. Dans la troisième partie nous présenterons des exemples d'effets de la structure des noyaux sur les temps de vie de désintégration β . Nous mentionnerons les effets des corrélations dans le fondamental RPA, de la déformation et de l'interaction résiduelle dans la voie particule-particule (inclue dans la RPA pour des Quasi-particules ou QRPA). Tout au long de ce cours plutôt que décrire d'une manière rigoureuse et détaillée toutes les dérivations, nous ne présenterons que les étapes importantes de celles-ci (en renvoyant le lecteur à des ouvrages pour ce qui ne peut pas être traité ici), afin de dégager les concepts essentiels et les approximations inhérentes aux approches utilisées.

2 LA DÉSINTÉGRATION β

2.1 L'interaction $\mathcal{V} - \mathcal{A}$

En 1934 Fermi^{(13),(14),(15)} propose, pour décrire le processus de désintégration β (fig.3), la densité hamiltonienne de type courant-courant

$$H_{INT}(\tau) = G_F J_H^{\mu,\dagger}(\tau) \cdot J_\mu^L(\tau) \quad (1)$$

par analogie avec l'électromagnétisme. Dans (1), G_F est la constante d'interaction faible (aussi appelée constante de Fermi) et J_μ^L , $J_H^{\mu,\dagger}$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) sont les quadrivecteurs de courant faible leptonique (L) et hadronique (H) respectivement. Ils se différencient des courants électromagnétiques par le fait qu'ils peuvent modifier (augmenter ou diminuer) leur charge. Bien que l'hamiltonien (1) ait permis de décrire les processus observés pendant longtemps, les courants faibles n'ont aucune raison *a priori* d'avoir une nature purement vectorielle telle que Fermi le propose.

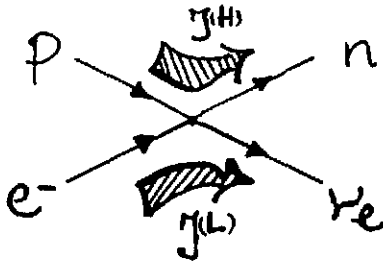


FIG. 3 - Diagramme pour la désintégration β du proton, $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ montrant les deux courants faibles, hadronique $J_H^{\mu,\dagger}(\tau)$ et leptonique $J_\mu^L(\tau)$.

β de noyaux polarisés. La mesure, par Wu et al.⁽¹⁷⁾, d'une forte asymétrie dans la désintégration β du ^{60}Co confirme brillamment cette hypothèse.

Afin de prendre en compte la violation de la parité, les courants dans (1) sont généralisés à la combinaison d'un terme vecteur (\mathcal{V}) et un terme vecteur-axial (\mathcal{A}) $J_H^{\mu,\dagger}(\tau) = J_{H,\mathcal{V}}^{\mu,\dagger}(\tau) - J_{H,\mathcal{A}}^{\mu,\dagger}(\tau)$. En effet, un vecteur, par exemple la position \vec{r} ou l'impulsion \vec{p} d'une particule, change de signe sous une transformation de parité \mathcal{P} , i.e. $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$, $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$ tandis qu'un vecteur axial, comme le moment angulaire $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ ne change pas de signe, $\vec{L} \rightarrow (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{r} \times \vec{p}$. Par conséquent, si le terme vecteur $J_{H,\mathcal{V}}^{\mu,\dagger}(\tau)$ reste invariant sous \mathcal{P} , le terme vecteur axial $J_{H,\mathcal{A}}^{\mu,\dagger}(\tau)$ change de signe, de sorte que le courant $J_H^{\mu,\dagger}(\tau)$ viole la parité. L'interaction (1) avec les courants $J_{\mathcal{V}} - J_{\mathcal{A}}$ est appelée $\mathcal{V} - \mathcal{A}$.

Outre la désintégration β des noyaux et du neutron, l'interaction $\mathcal{V} - \mathcal{A}$ permet de décrire différents processus semi-leptoniques de courant chargé de basse énergie (l'énergie transférée au noyau est petite). La capture muonique et les réactions neutrino-noyaux de basse énergie en sont des exemples. Néanmoins, l'interaction courant-courant présente des difficultés dans la description de processus faibles où l'énergie transférée est grande. Ceci est dû au fait que la théorie est non-renormalisable⁽¹⁴⁾. De nos jours, elle est remplacée par la théorie électrofaible de Glashow-Weinberg-Salam^{(14),(15)} (GWS). Dans ce modèle les processus faibles sont dus à l'échange des bosons de jauge W^\pm , Z^0 (fig.4). Dans la limite où le moment transféré au noyau est très petit devant la masse des bosons de jauge ($q < M_{W^\pm Z^0}$), ce qui est le cas du processus de

En 1956 Lee et Yang⁽¹⁶⁾ suggèrent une solution brillante du puzzle $\theta - \tau$. Les particules θ et τ , ayant la même masse, se désintègrent à travers les processus faibles nonleptoniques $\theta \rightarrow 2\pi$ et $\tau \rightarrow 3\pi$, donnant lieu à deux états finals de parités opposées. Lee et Yang proposent une hypothèse alternative, il ne s'agit pas de la désintégration de deux particules différentes ayant accidentellement la même masse, mais plutôt de la même particule² se désintégrant en deux modes de parités opposées: l'interaction faible viole la parité. Ils proposent également des expériences visant à mettre en évidence cette violation, entre autre la mesure d'une asymétrie dans le spectre des électrons émis lors de la désintégration

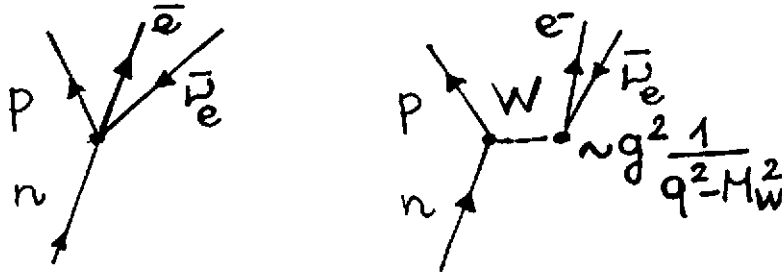


FIG. 4 - Diagrammes pour la désintégration β du neutron, dans le cadre de l'interaction $\mathcal{V} - \mathcal{A}$ (gauche) et de la théorie de Glashow-Weinberg-Salam (droite).

désintégration β , la théorie GWS se réduit à l'interaction $\mathcal{V} - \mathcal{A}$.

2.2 La désintégration β des noyaux

La désintégration β d'un noyau^{14),15),18)} (Z, N) désigne les trois processus :

$$\text{Désintégration } \beta^- : (Z, N) \rightarrow (Z + 1, N - 1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2)$$

$$\text{Désintégration } \beta^+ : (Z, N) \rightarrow (Z - 1, N + 1) + e^+ + \nu_e \quad (3)$$

$$\text{Capture électronique} : (Z, N) + e^- \rightarrow (Z - 1, N + 1) + \nu_e \quad (4)$$

correspondant aux processus élémentaires :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (5)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (6)$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (7)$$

Ces processus ont lieu seulement si la somme des masses initiales (M_i) est plus grande que la somme des masses finales (M_f), c'est-à-dire, si la valeur $Q_\beta = (\sum_f M_f - \sum_i M_i)c^2$ est positive. La masse du neutron étant supérieure à la masse du proton, seule la désintégration du neutron libre est permise, parmi les trois processus élémentaires (5-7). Les autres sont parfois possibles dans les noyaux.

2.2.1 Le temps de vie partiel pour les transitions permises

Une observable caractérisant la désintégration β des noyaux est la *demi-vie* $t_{1/2}$ reliée à la probabilité de transition par unité de temps $\lambda_{i \rightarrow f}$ (ou *taux de désintégration*)^{14),15),18)} par

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_{i \rightarrow f}} \quad (8)$$

où i indique l'état (initial) du noyau père et f l'état (final), fondamental ou excité, du noyau fils (fig.5). Celle-ci se calcule à partir de la règle d'or de Fermi^{14),15),18)} :

$$d\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f; e^-, \bar{\nu}_e | H_{INT} | i \rangle|^2 d\rho_f \quad (9)$$

où $d\rho_f$ est la densité d'états finals et H_{INT} est l'hamiltonien d'interaction $\mathcal{V} - \mathcal{A}$. Suivant (1), $d\lambda_{i \rightarrow f}$ peut se factoriser

$$d\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} G_F^2 |\langle f | J_H^{\mu 1} | i \rangle|^2 |\langle e^-, \bar{\nu}_e | J_\mu^L | 0 \rangle|^2 d\rho_f \quad (10)$$

2. Il s'agit du meson K^0 .

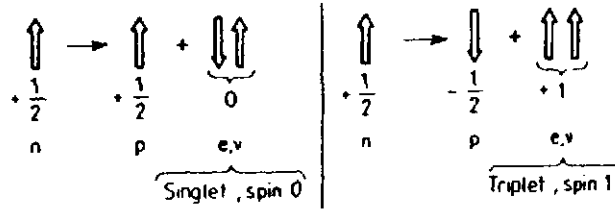


FIG. 6 – Dans la désintégration β deux types de transitions peuvent avoir lieu : i) les TRANSITIONS dites DE FERMI où $n \leftrightarrow p$; ii) les TRANSITIONS dites DE GAMOW-TELLER où $n \leftrightarrow p$ avec inversion éventuelle de leurs spins. Par exemple, la désintégration β du neutron est une transition à la fois de Fermi et de Gamow-Teller (cf. 2.5).

où $\langle f | J_H^{\mu\dagger} | i \rangle$, $\langle e^-, \bar{\nu}_e | J_\mu^L | 0 \rangle$ sont respectivement les éléments de matrices hadronique et leptonique.

De manière générale, l'élément de matrice hadronique dépend des moments de l'électron \vec{p}_e et de l'antineutrino $\vec{p}_{\bar{\nu}_e}$ à travers des fonctions du type³ $\exp(i\frac{\vec{p}\vec{r}}{\hbar})$. Dans le cas de la désintégration β , l'impulsion transférée est très petite : l'énergie de l'électron émis est typiquement de l'ordre de quelques MeV. Par exemple, pour $p_e \sim 1.5 \text{ MeV}/c$ on a :

$$\frac{\lambda_e}{2\pi} = \frac{\hbar}{p_e} \simeq \frac{197.3}{1.5} \simeq 130 \text{ fm} \quad (11)$$

La longueur d'onde de l'électron émis est donc très grande devant le rayon d'un noyau qui est de l'ordre de quelques fermi. Par conséquent, $\frac{\vec{p}\vec{r}}{\hbar} \ll 1$ et donc $\exp(i\frac{\vec{p}\vec{r}}{\hbar}) \simeq 1$. Les transitions obtenues dans cette approximation sont dites *permises* (de Fermi et de Gamow-Teller), tandis que celles correspondant aux termes d'ordre supérieur (prenant en compte la taille finie du noyau) sont dites *interdites* (du premier ordre, du deuxième ordre, etc...). Jusqu'à présent, la majorité des calculs de désintégration β pour l'astrophysique n'inclut que les transitions permises. Dans la suite nous ne discuterons que ces transitions.

Afin d'obtenir le taux de désintégration, nous intégrons la probabilité de transition partielle (10) sur la densité $d\rho_f$ d'états finals de l'électron et de l'antineutrino. En sortant de l'intégrale l'élément de matrice hadronique qui, dans le cas des transitions permises, ne dépend plus des impulsions et en prenant la limite non relativiste^{14),15)} pour cet élément de matrice, il vient :

$$\lambda_{i \rightarrow f} = G_F^2 \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |\langle f | F | i \rangle|^2 \int_{m_e c^2}^{E_i - E_f} dE_e p_e (E_i - E_f - E_e)^2 \mathcal{F}(Z_f, E_e) \quad (12)$$

où E_i (E_f) est l'énergie initiale (finale) du noyau père (fils) (fig.5). En écrivant $E_i - E_f = Q_\beta - E_f^*$, E_f^* étant l'énergie d'excitation du noyau fils, nous voyons que seuls les états excités du noyau fils dont l'énergie est dans la "fenêtre" du Q_β peuvent être peuplés.

La fonction de Fermi $\mathcal{F}(Z_f, E_e)$ prend en compte la modification de la fonction d'onde de l'électron (ou positron) émis, due à l'interaction coulombienne avec la charge Z_f du noyau fils.

En ce qui concerne l'opérateur F , si l'on considère la désintégration β du neutron, il est facile de montrer^{14),15)} qu'en prenant la limite non relativiste du courant hadronique dans (10)

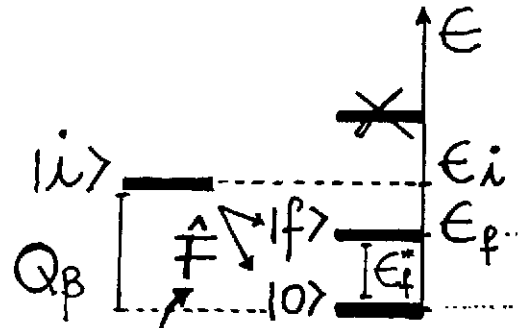


FIG. 5 – Représentation schématique de la transition par désintégration β d'un état $|i\rangle$ du noyau père à un état $|f\rangle$ du noyau fils, fondamental ou excité, d'énergie E_f^* .

3. Plus précisément, l'électron et l'antineutrino sont décrits par des spineurs de Dirac.

et en se rappelant que ce courant contient un terme vecteur et vecteur axial (cf. 2.1), deux types de transitions peuvent avoir lieu. La composante temps du terme vecteur, $J_{H,\nu}^{\mu\dagger}$ ($\mu = 0$), engendre des transitions où un proton se transforme en neutron (ou vice-versa); les composantes d'espace du terme vecteur axial, $J_{H,A}^{\mu\dagger}$ ($\mu = 1, 2, 3$), engendrent des transitions dans lesquelles il peut y avoir en plus une inversion de leurs spins (fig.6). Les autres composantes ne donnent pas de contribution. Les *transitions permises* du premier type sont dites *de Fermi* tandis que celles du deuxième type sont dites *de Gamow-Teller*. Nous écrivons les opérateurs de transition F (12) associés à ces deux transitions en utilisant les formalismes du spin (cf. 2.3) et de l'isospin (cf. 2.4).

Il est commode de réécrire la relation (12) de la manière suivante :

$$\lambda_{i \rightarrow f} = G_F^2 \bar{\mathcal{K}}^{-1} |\langle f|F|i \rangle|^2 f(Z_f, E_{fi}) \quad (13)$$

où $\bar{\mathcal{K}}^{-1} = m_e^5 c^4 / 2\pi^3 \hbar^7$, $E_{fi} = E_f - E_i$ et $f = f(Z_f, E_{fi})$ est l'intégrale de Fermi. En utilisant (8) et (13), nous obtenons donc l'expression pour la valeur $ft_{1/2}$ (en unité de temps) :

$$ft_{1/2} = \frac{\mathcal{K}}{G_F^2 |M_{fi}|^2} \quad (14)$$

où $\mathcal{K} = \ln 2 \bar{\mathcal{K}}^{-1}$ et $|M_{fi}|^2 = |\langle f|F|i \rangle|^2$.

Nous voyons que la désintégration est d'autant plus lente que la *probabilité de transition* $|M_{fi}|^2$ est petite. De plus, la relation (14) montre que le produit $ft_{1/2} |M_{fi}|^2 = \mathcal{K}/G_F^2$ est une constante universelle. Par conséquent, toutes désintégrations entre états ayant la même probabilité de transition ont la même valeur $ft_{1/2}$ (ou même "vitesse" de désintégration).

Selon l'énergie d'excitation E_f^* , le noyau fils décroît par émission γ , émission de neutron (si l'énergie d'excitation est plus grande que le seuil d'émission de neutron S_n) et parfois fission (fig.7). Ces aspects jouent un rôle important dans certains processus astrophysiques, par exemple dans la nucléosynthèse d'éléments lourds lors du *processus r*¹⁾.

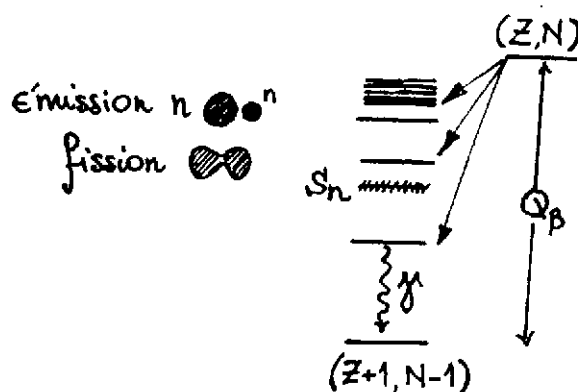


FIG. 7 - Selon la valeur de E_f^* , le noyau fils décroît par émission γ , émission de neutron ou parfois fission.

2.2.2 La demi-vie totale et la distribution de force $\mathcal{S}(E)$

Un ou plusieurs états du noyau fils peuvent être peuplés dans le processus de désintégration β (fig.5). Nous parlons alors de demi-vie totale $T_{1/2}$ reliée au taux de désintégration total $\Lambda = \sum_f \lambda_{i \rightarrow f}$ (12) par une relation analogue à (8). En utilisant (13), on déduit^{14),15),18)} :

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{G_F^2}{\mathcal{K}} \sum_f |\langle f|F|i \rangle|^2 f(Z_f, E_{fi}) \quad (15)$$

Il est important de remarquer que l'observable $T_{1/2}$ dépend : i) *des probabilités de transition* entre l'état initial et les états finals, dues à l'opérateur F , $|M_{fi}|^2 = |\langle f|F|i \rangle|^2$; ii) des masses des noyaux (à travers la valeur Q_β) (12). Seuls les états excités du noyau fils dont l'énergie est dans la "fenêtre" du Q_β peuvent être peuplés et contribuent à $T_{1/2}$.

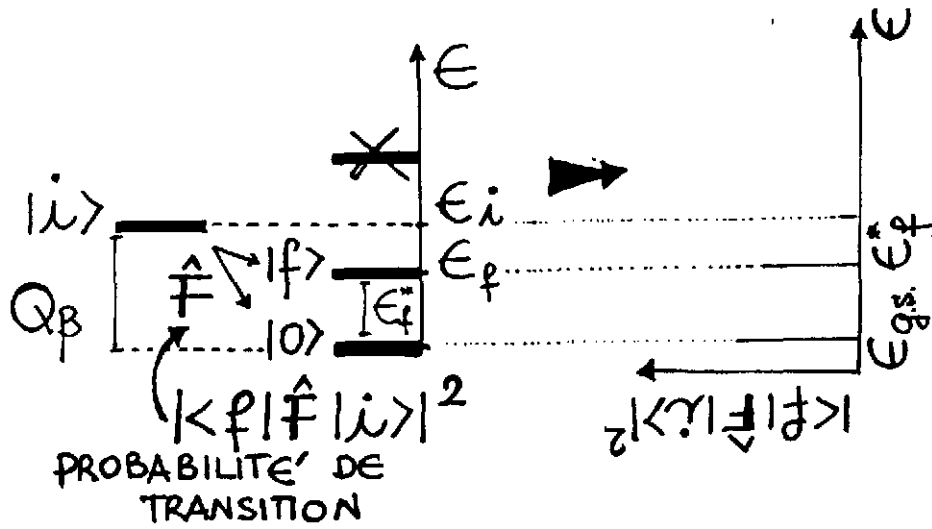


FIG. 8 - A chaque état dont l'énergie est située dans la "fenêtre" de la valeur Q_β , et pour un opérateur F donné, est associée la probabilité de transition ou FORCE $|\langle f|F|i\rangle|^2$. Nous obtenons ainsi la DISTRIBUTION DE FORCE $S(E)$ (16).

A chaque état d'énergie E_f^* est associée une probabilité de transition $|M_{fi}|^2$ (appelée aussi force) à partir de laquelle on construit la distribution de force (fig.8) ^{19),20),21)} :

$$S(E) = \sum_f |\langle f|F|i\rangle|^2 \delta(E - E_f^*) \quad (16)$$

Cette distribution de force est une quantité très importante dans la détermination des $T_{1/2}$ des noyaux car la demi-vie totale (15) dépend de l'intégrale de $S(E)$. Celle-ci dépend des propriétés de structure des noyaux (leur déformation, les corrélations d'appariement, leur magieité, ...). Elle peut être estimée soit en utilisant des méthodes qui se basent sur une description statistique approchée des propriétés des noyaux comme la "Gross Théorie"³⁾; soit à travers des approches microscopiques, telles que les Approximations de Tamm-Dancoff⁴⁾ (TDA), des Phases Aléatoires (RPA) (avec échange de charge⁵⁾, avec échange de charge pour des Quasi-particules^{2),6),7)} ou QRPA) ou encore le modèle en couches⁸⁾ et la théorie des systèmes finis de Migdal⁹⁾. Dans la deuxième partie de ce cours nous présenterons l'Approximation des Phases Aléatoires et ses diverses variantes. Nous spécifierons la distribution de force $S(E)$ dans chacun de ces cas.

2.3 Les formalismes du spin et de l'isospin

L'état de spin d'une particule de spin 1/2 peut être décrit par un spineur à deux composantes¹⁹⁾ :

$$|\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (17)$$

Les opérateurs de spin $\vec{s} = (s_x, s_y, s_z)$ peuvent être écrits en fonction des matrices de Pauli, $\vec{s} = \vec{\sigma}/2$, où :

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (18)$$

Il est facile de voir que les états (17) sont les états propres de la troisième composante (ou projection) du spin $s_z = \sigma_z/2$ (18) correspondant aux valeurs propres $\bar{s}_z = \pm 1/2$, i.e.

$$s_z|\uparrow\rangle = \frac{1}{2}\sigma_z|\uparrow\rangle = \frac{1}{2}|\uparrow\rangle \quad s_z|\downarrow\rangle = \frac{1}{2}\sigma_z|\downarrow\rangle = -\frac{1}{2}|\downarrow\rangle \quad (19)$$

A partir de ces opérateurs, nous pouvons construire les opérateurs $s_{\pm} = s_x \pm i s_y$:

$$s_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad s_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

dont l'action sur (17) est d'inverser la projection du spin:

$$s_+|\downarrow\rangle = |\uparrow\rangle \quad s_-|\uparrow\rangle = |\downarrow\rangle \quad (21)$$

Neutrons et protons peuvent être traités comme deux états d'une même particule d'isospin $\bar{t} = 1/2$, en utilisant un formalisme tout à fait semblable à celui du spin⁴. De manière analogue à (17), nous avons:

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (22)$$

(la convention dans laquelle les états de proton et de neutron sont interchangés est aussi souvent utilisée). Les opérateurs d'isospin peuvent s'écrire en fonction de matrices τ_i ($i = x, y, z$) analogues à (18). Comme dans (19), les états (22) sont les vecteurs propres de la troisième composante (ou projection) t_z de l'isospin $\vec{t} = (t_x, t_y, t_z)$, de valeurs propres $\bar{t}_z = \pm 1/2$.

L'opérateur t_- (t_+), analogue de s_- (s_+) (20) transforme, $p \rightarrow n$ (et vice-versa) (21). Nous verrons (cf. 2.5) que les opérateurs F (12) décrivant les transitions permises de Fermi et de Gamow-Teller (cf. 2.2.1) dépendent de t_+ , t_- .

Finalement, l'action de l'opérateur (de Casimir) \bar{t}^2 , analogue de \bar{s}^2 , est:

$$\bar{t}^2|p\rangle = (t_z^2 - t_z + t_+t_-)|p\rangle = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} + 1\right)|p\rangle = \bar{t}(\bar{t} + 1)|p\rangle \quad (23)$$

avec $\bar{t} = 1/2$. (De même, pour l'état $|n\rangle$.)

2.4 L'isospin des noyaux

Nous venons de rappeler les opérateurs d'isospin des nucléons. Dans le cas de la désintégration β des noyaux, c'est l'isospin des noyaux qui peut être modifié. Il faut donc généraliser les opérateurs t_+ , t_- , t_z , \bar{t}^2 au cas d'un système de N -nucléons¹⁹). L'isospin d'un noyau s'obtient en appliquant les règles habituelles du couplage des moments angulaires. Nous avons:

$$T_z = \sum_{k=1}^N t_z(k) \quad T_{\pm} = \sum_{k=1}^N t_{\pm}(k) \quad (24)$$

Nous voyons que les opérateurs T_z, T_{\pm} agissent sur l'isospin d'une particule à la fois: ce sont des opérateurs à un corps. De même que dans (23), l'opérateur d'isospin total est donné par $\bar{T}^2 = T_z^2 - T_z + T_+T_-$.

Évaluons les valeurs propres de \bar{T}^2, T_z dans un exemple: considérons un noyau ayant un excès de neutrons, décrit dans un modèle de particules indépendantes où les orbitales des neutrons et protons sont dégénérées. Soit $|\phi_0\rangle$ l'état fondamental de ce noyau (fig.9), en utilisant le

4. Il s'agit de l'algèbre $SU(2)$.

fait que la projection de l'isospin total du système est la somme des projections des isospins de chaque nucléon (24), nous obtenons :

$$T_z|\phi_0\rangle = \sum_{k=1}^N t_z(k)|\phi_0\rangle = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \dots - \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\right)|\phi_0\rangle = \frac{(Z-N)}{2}|\phi_0\rangle = \bar{T}_z|\phi_0\rangle \quad (25)$$

La valeur propre de T_z mesure donc la moitié de la différence entre le nombre de protons et de neutrons. Nous déterminons la valeur propre de l'isospin total en partant de l'équation (25) et du fait que $T_-|\phi_0\rangle = 0$ (24) (à cause du principe d'exclusion de Pauli) :

$$\bar{T}^2|\phi_0\rangle = (T_z^2 - T_z + T_+T_-)|\phi_0\rangle = \bar{T}_z(\bar{T}_z - 1)|\phi_0\rangle = \bar{T}(\bar{T} + 1)|\phi_0\rangle \quad (26)$$

avec $\bar{T} = -\bar{T}_z = (N - Z)/2$.

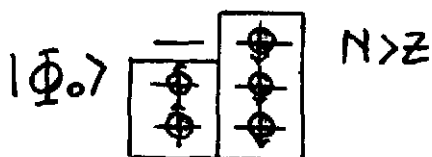


FIG. 9 - Exemple schématique de la fonction d'onde $|\phi_0\rangle$ d'un noyau ayant $N > Z$ (voir texte).

une autre d'un multiplet d'isospin.

L'isospin et la troisième composante de l'isospin peuvent être utilisés pour caractériser les états des noyaux¹⁹⁾. Écrivons l'hamiltonien total décrivant le noyau comme $H = H_{NUC} + H_{COUL}$, où H_{NUC} prend en compte l'interaction nucléaire entre les nucléons et H_{COUL} l'interaction coulombienne. Nous avons $[H_{NUC}, \bar{T}] = 0$ tandis que $[H_{COUL}, \bar{T}] \neq 0$, c.à.d. que l'isospin est une bonne symétrie du hamiltonien si l'on ignore l'interaction coulombienne. Dans ce cas, les états caractérisés par différentes valeurs propres de T_z , mais par la même valeur propre de T sont dégénérés en énergie (fig.10). Ils constituent un multiplet d'isospin et sont aussi appelés états isobariques analogues (IAS). C'est l'opérateur T_{\pm} (24) qui permet de passer d'une composante à

2.5 Les transitions de Fermi et de Gamow-Teller

À l'aide des opérateurs de spin $\sigma_{i=x,y,z}$ (18) et d'isospin t_{\pm} , spécifions les opérateurs F (12) pour les transitions permises de Fermi, F_F , et de Gamow-Teller, \bar{F}_{GT} , (fig.6)¹⁴⁾ :

$$F_F \equiv \sum_{k=1}^N t_{\pm}(k) \quad \bar{F}_{GT} \equiv \sum_{k=1}^N \vec{\sigma}(k)t_{\pm}(k) \quad (27)$$

L'opérateur de Fermi coïncide avec l'opérateur d'isospin T_{\pm} (24) qui modifie la valeur propre de T_z d'une unité (sans changer \bar{T}).

De manière générale, la probabilité totale de transition $|M_{fi}|^2$ (14) contiendra des contributions provenant des opérateurs de Fermi, $|M^F|^2$, et de Gamow-Teller, $|M^{GT}|^2$:

$$|M_{fi}|^2 = G_F^2 \left[|M^F|^2 + g_A^2 |M^{GT}|^2 \right] \quad (28)$$

où la constante de couplage $g_A = G_A/G_F$ donne l'intensité relative des couplages de type Fermi et Gamow-Teller et

$$|M^F|^2 \equiv \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{f,i} |\langle f | \sum_{k=1}^N t_{\pm}(k) | i \rangle|^2 \quad (29)$$

$$|M^{GT}|^2 \equiv \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{\mu} \sum_{f,i} |\langle f | \sum_{k=1}^N \sigma_{\mu}(k)t_{\pm}(k) | i \rangle|^2 \quad (30)$$

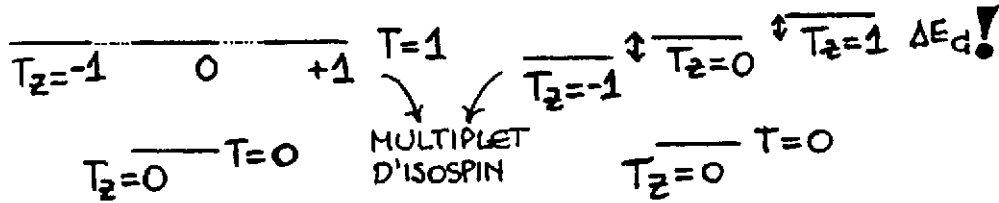


FIG. 10 - Les états correspondant à différentes valeurs propres de T_z , mais même valeur propre de T constituent un MULTIPLIET D'ISOSPIN. Si l'on ignore l'interaction coulombienne, ces états sont dégénérés en énergie.

TAB. 1 - Règles de sélection¹⁴⁾ pour les valeurs propres du moment angulaire (J), de la parité (π), de l'isospin (T) et de la projection de l'isospin (T_z) pour les transitions permises de Fermi et de Gamow-Teller (27).

	F_F	F_{GT}
ΔJ	0	0, ± 1 (no $0 \rightarrow 0$)
$\Delta \pi$	0	0
ΔT	0	0, ± 1 (no $0 \rightarrow 0$)
ΔT_z	± 1	± 1

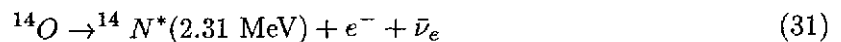
où⁵ $\frac{1}{2J_i+1} \sum_{f,i}$ indique que nous avons fait la moyenne sur les états de spin initiaux et sommé sur les états de spin finals⁶.

Les états initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$ sont caractérisés par les nombres quantiques associés aux symétries du hamiltonien (parité π , moment angulaire total J et projection du moment angulaire M_J , isospin total T et projection de l'isospin T_z , ...). À chaque opérateur de transition sont associées des règles de sélection spécifiques (tab.1). Du fait que $F_F \equiv T_{\pm}$, cet opérateur ne peut modifier ni le moment angulaire, ni l'isospin de l'état initial. Par contre, l'opérateur \vec{F}_{GT} peut modifier le spin de l'état initial (et donc le moment angulaire total). Dans les deux cas la parité n'est pas changée car ni F_F ni \vec{F}_{GT} ne modifient la partie orbitale des fonctions d'onde.

Nous allons décrire deux exemples de désintégrations β : les transitions superpermises de Fermi et la désintégration β du neutron (fig.6). Nous montrerons comment déduire les constantes de couplage G_F et g_A (28) à partir de ces processus.

Exemple: Les transitions superpermises de Fermi ^{14),22)}

Considérons le processus de désintégration β :



dont la valeur $ft_{1/2} = 3130 \text{ s}$. S'agissant d'une transition $0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$, seul l'opérateur F_F (27) y contribue (tab.1). Les transitions ont lieu entre les membres d'un même multiplet d'isospin (fig.10). Calculons la probabilité de transition associée. La projection de l'isospin (25) de ${}^{14}\text{O}$ est $\bar{T}_z = (Z - N)/2 = 1$ et celle de ${}^{14}\text{N}$ est $\bar{T}_z = 0$. En utilisant l'action des opérateurs T_{\pm} (24) sur les vecteurs de la base¹⁹⁾ (c'est la même que les opérateurs du moment angulaire),

5. σ_{μ} ($\mu = -1, 0, 1$) sont les opérateurs $\vec{\sigma}$ dans la représentation sphérique.

6. Les termes croisés de type $\sum_{f,i} M^F M^{GT,*}$ s'annulent après la moyenne sur les états de spin initiaux et la somme sur les états de spin finals.

il vient :

$$|M^F|^2 = |\langle \bar{T} = 1, \bar{T}_z = 0 | T_- | \bar{T} = 1, \bar{T}_z = 1 \rangle|^2 = \bar{T}(\bar{T} + 1) - \bar{T}_z(\bar{T}_z - 1) = 2 \quad (32)$$

Nous voyons que toutes les transitions entre un état $|\bar{T} = 1, \bar{T}_z = 1\rangle$ et un état $|\bar{T} = 1, \bar{T}_z = 0\rangle$ ont la même probabilité (32) et donc la même valeur $ft_{1/2}$ (14), quelque soit le noyau.

À partir de (14) et (32), nous pouvons estimer la constante faible G_F :

$$G_F^2 = \frac{\mathcal{K}}{ft_{1/2} |M_{fi}|^2} = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_e^5 c^4} \frac{1}{6260s} \quad (33)$$

d'où $G_F = 1.137 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Les transitions superpermises de Fermi sont utilisées afin de déterminer la constante faible G_F^{23} .

Exemple : La désintégration du neutron ^{14),22)}

Il s'agit d'une transition à la fois de Fermi et de Gamow-Teller (fig.6), pour laquelle $ft_{1/2} = 1092 \text{ s}$. Calculons les probabilités de transition associées (29-30):

$$|M^F|^2 = \frac{1}{2} \left| \langle \bar{t} = \frac{1}{2}, \bar{t}_z = \frac{1}{2} | t_+ | \bar{t} = \frac{1}{2}, \bar{t}_z = -\frac{1}{2} \rangle \right|^2 = \frac{1}{2} [\bar{t}(\bar{t} + 1) - \bar{t}_z(\bar{t}_z + 1)] = 1 \quad (34)$$

et

$$|M^{GT}|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{\mu} \sum_{m_f, m_i} |\langle f | \sigma_{\mu} t_+ | i \rangle|^2 = \frac{1}{2} \sum_{\mu} \sum_{m_f, m_i} |\langle f | \sigma_{\mu} | i \rangle|^2 \quad (35)$$

En écrivant $\langle f | \sigma_{\mu} | i \rangle^* \langle f | \sigma_{\mu} | i \rangle = \langle i | \sigma_{\mu} | f \rangle \langle f | \sigma_{\mu} | i \rangle$, et utilisant la relation de fermeture ainsi que la propriété $\sigma_{\mu}^2 = 1$, on obtient :

$$|M_{GT}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{m_i} \langle m_i | \sum_{\mu} \sigma_{\mu}^2 | m_i \rangle = \frac{3}{2} \sum_{m_i} \langle m_i | m_i \rangle = 3 \quad (36)$$

D'après (14,28,33,34,36) on a :

$$1092 \text{ s} [1 + 3g_A^2] = \mathcal{K}/G_F^2 = 6260 \text{ s} \quad (37)$$

d'où on tire $|g_A| = 1.256$. La désintégration β du neutron permet donc une estimation de la constante de couplage g_A^{23} .

Nous reviendrons sur cette valeur quand nous parlerons du problème de la force "manquante" dans les transitions de Gamow-Teller (cf. 3.12) et discuterons la valeur *effective* de cette constante ($g_A^{eff} = 0.7 - 0.8g_A$) utilisée dans la majorité des calculs de désintégration β pour l'astrophysique.

3 LES MODÈLES MICROSCOPIQUES

En présentant les modèles microscopiques nous suivront deux cheminements parallèles (fig.11), selon que les noyaux à décrire sont magiques ou bien loin des fermetures des couches. Dans le premier cas où l'appariement ne joue pas un rôle important, nous partirons de l'approximation de champ moyen (par exemple d'Hartree-Fock). Nous montrerons comment à partir des états de particule simple, nous pouvons obtenir une base d'états à 1particule-1trou ($1p - 1t$), 2particules-2trous ($2p - 2t$), ... Nparticules-Ntrous ($Np - Nt$). Celle-ci peut être utilisée pour résoudre l'équation de Schrödinger indépendante du temps de manière approchée afin de déterminer les états excités. Nous déterminerons les états collectifs à $1p - 1t$: c'est la RPA. Nous introduirons aussi la RPA *avec échange de charge* qui permet de décrire les états excités des

noyaux isobares ayant $\Delta T_z = \pm 1$ (fig.10,(25)). Pour les noyaux à couches ouvertes, partant de l'approximation de champ moyen pour des quasi-particules (par exemple d'Hartree-Fock-Bogolioubov), nous déterminerons les états excités collectifs à 2-quasiparticules: c'est la RPA pour des Quasi-particules ou QRPA et avec échange de charge pour des quasi-particules (fig.11).

Commençons par rappeler quelques concepts concernant le formalisme de la seconde quantification.

3.1 Le formalisme de la seconde quantification

Introduisons des opérateurs de création a_k^\dagger et de destruction (ou annihilation) a_k . Le premier crée une particule dans l'état quantique k tandis que le deuxième la détruit (fig.12):

$$a_k^\dagger |-\rangle = |k\rangle \quad a_k |k\rangle = |-\rangle \quad (38)$$

L'état $|-\rangle$ est vide de particule et correspond au vide des opérateurs a_k , i.e. $a_k |-\rangle = 0$. Dans le formalisme de la seconde quantification¹⁹⁾ (ou des nombres d'occupation), les propriétés d'anti-symétrie ou de symétrie des fonctions d'onde des fermions et des bosons se traduisent par les relations d'anti-commutation et de commutation des opérateurs a, a^\dagger .

FERMIONS: À l'aide des opérateurs (38), la propriété d'anti-symétrie de la fonction d'onde s'exprime par la relation:

$$a_k^\dagger a_{k'}^\dagger |-\rangle = |k, k'\rangle = -|k', k\rangle = -a_{k'}^\dagger a_k^\dagger |-\rangle \quad (39)$$

et le fait qu'il ne peut pas y avoir deux particules dans le même état quantique k par:

$$a_k^\dagger a_k^\dagger |-\rangle = 0 \quad (40)$$

Les propriétés (39-40) peuvent être résumées par la relation:

$$\{a_k^\dagger, a_{k'}^\dagger\} = 0 \quad (41)$$

où les crochets désignent l'anti-commutateur

$$\{a_k^\dagger, a_{k'}^\dagger\} \equiv a_k^\dagger a_{k'}^\dagger + a_{k'}^\dagger a_k^\dagger \quad (42)$$

De manière toute à fait analogue, on déduit les autres relations d'anti-commutation¹⁹⁾:

$$\{a_k^\dagger, a_{k'}^\dagger\} = \{a_k, a_{k'}\} = 0 \quad \{a_k, a_{k'}^\dagger\} = \delta_{k,k'} \quad (43)$$

BOSONS: Il est facile de montrer que dans le cas où l'opérateur B_k^\dagger et son hermitique conjugué B_k crée ou détruit un boson, ils doivent satisfaire aux relations de commutation¹⁹⁾:

$$[B_k^\dagger, B_{k'}^\dagger] = [B_k, B_{k'}] = 0 \quad [B_k, B_{k'}^\dagger] = \delta_{k,k'} \quad (44)$$

où

$$[B_k^\dagger, B_{k'}^\dagger] \equiv B_k^\dagger B_{k'}^\dagger - B_{k'}^\dagger B_k^\dagger \quad (45)$$

Écrivons maintenant la forme explicite des opérateurs à 1- et 2-corps dans le formalisme de la seconde quantification.

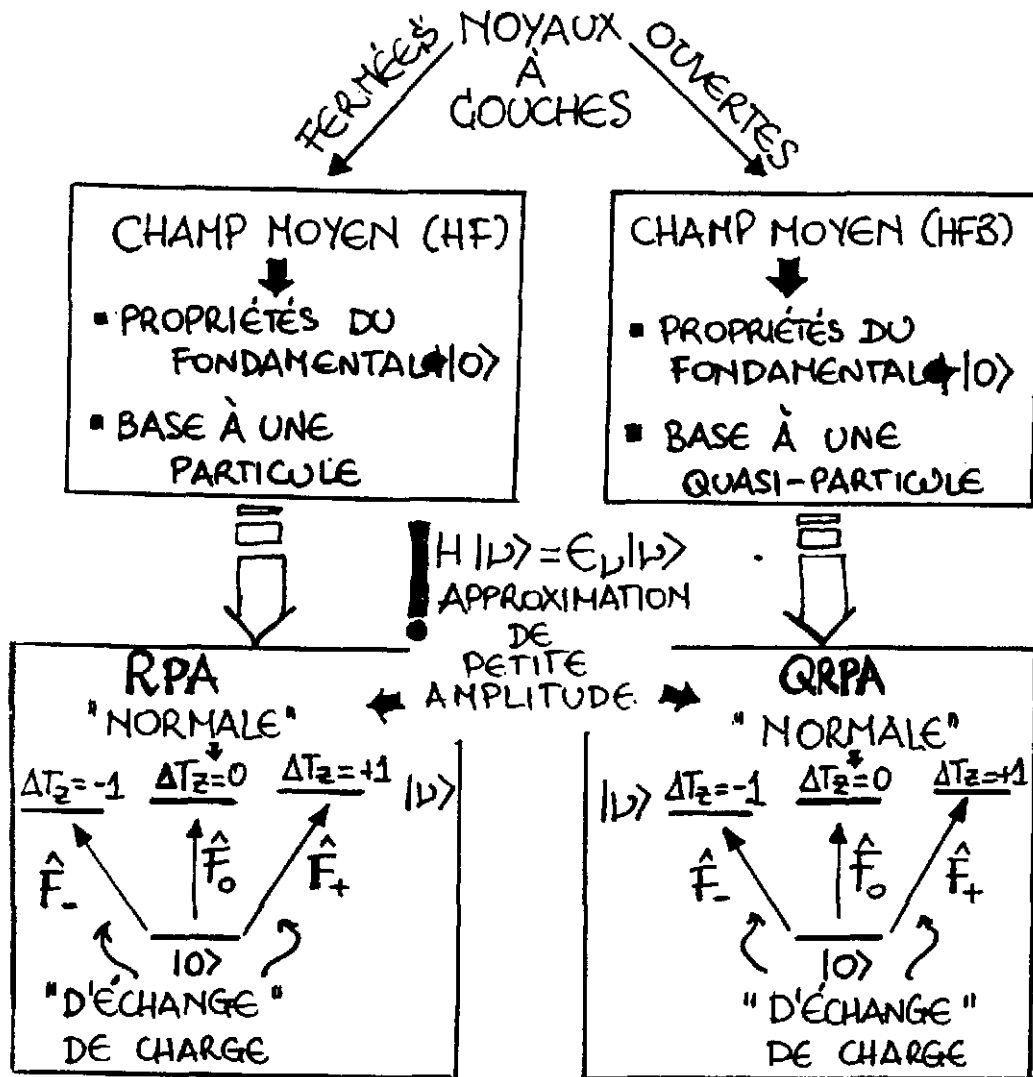


FIG. 11 - Schéma suivi dans la présentation de l'Approximation des Phases Aléatoires et de ses variantes. Pour les noyaux à couches fermées, le point de départ est le champ moyen. Il permet de décrire les propriétés de l'état fondamental des noyaux (densité, énergie de liaison, rayon quadratique moyen, etc ...) et donne une base d'états de particule simple. À partir de l'état fondamental d'un noyau donné, l'Approximation des Phases Aléatoires permet de décrire certains états excités (collectifs à 1 particule-1 trou) de ce même noyau ($\Delta T_z = 0$). La RPA avec échange de charge permet de décrire les états excités des noyaux isobares du noyau initial ($\Delta T_z = \pm 1$). Si les noyaux sont à couches ouvertes, les corrélations d'appariement sont incluses dans le champ moyen et les états de particule deviennent des états de quasi-particule. La RPA bâtie sur ces états est dite RPA pour des Quasi-particules (QRPA) et avec échange de charge pour des quasi-particules.

$$a_{p_{3/2}}^{\dagger} \left| \begin{array}{c} \text{---} p_{3/2} \\ \ominus \ominus s_{1/2} \end{array} \right\rangle = \left| \begin{array}{c} \text{---} p_{3/2} \\ \ominus \ominus s_{1/2} \end{array} \right\rangle \quad a_{p_{3/2}} \left| \begin{array}{c} \text{---} p_{3/2} \\ \ominus \ominus s_{1/2} \end{array} \right\rangle = \left| \begin{array}{c} \text{---} p_{3/2} \\ \ominus \ominus s_{1/2} \end{array} \right\rangle$$

FIG. 12 - L'action d'un opérateur de création (gauche) ou de destruction (droite) sur une fonction d'onde est de créer ou de détruire une particule dans un état quantique donné comme dans cet exemple.

OPÉRATEURS À 1-CORPS : Ce sont les opérateurs qui agissent sur une seule particule à la fois :

$$F = \sum_{i=1}^N f(i) \quad (46)$$

Les opérateurs de Fermi, de Gamow-Teller (27) ou l'opérateur énergie cinétique sont des exemples d'opérateurs à 1-corps. Dans le formalisme de la seconde quantification, ils s'écrivent sous la forme^{19),21)} :

$$F = \sum_{k,k'} \langle k|F|k' \rangle a_k^{\dagger} a_{k'} \quad (47)$$

où, appliqués à un état $|k_1, k_2, \dots\rangle$, $a_{k'}$ détruit la particule dans l'état k' tandis que a_k^{\dagger} crée une particule dans l'état k , ceci avec le poids $\langle k|F|k' \rangle$ (fig.13). Par exemple, l'opérateur nombre s'écrit :

$$n = \sum_k n_k = \sum_k a_k^{\dagger} a_k \quad (48)$$

Nous voyons que $a_k^{\dagger} a_k |k_1, k_2, \dots\rangle = l |k_1, k_2, \dots\rangle$ où $l = 1$ ou 0 suivant que l'état k est occupé ou pas. En appliquant n (48) à un état quelconque nous obtenons le nombre total de particules.



FIG. 13 - Représentation schématique de l'action d'un opérateur à 1-corps (gauche) et à 2-corps (droite), le premier modifiant l'état d'une seule particule à la fois et le deuxième l'état de deux particules.

OPÉRATEURS À 2-CORPS : Ce sont les opérateurs qui agissent sur deux particules à la fois :

$$F = \sum_{i,j=1}^N f(i,j) \quad (49)$$

Dans le formalisme de la seconde quantification, un opérateur du type (49) s'écrit^{19),21)} :

$$F = \sum_{k,k',l,l'} \langle k,k'|F|l,l' \rangle a_k^{\dagger} a_{k'}^{\dagger} a_l a_{l'} \quad (50)$$

où, appliqués à un état $|k_1, k_2, \dots\rangle$, $a_l a_{l'}$ détruisent deux particules dans les états l, l' tandis que $a_k^{\dagger} a_{k'}^{\dagger}$ créent deux particules dans les états k, k' (fig.13). Un exemple d'opérateur à 2-corps est donné par l'interaction à deux corps.

Ceci peut être, bien sûr, généralisé aux opérateurs à 3-,4-,..., N-corps.

3.2 L'approximation de champ moyen

L'approximation de champ moyen^{19),20),21),24)} permet de décrire les propriétés des noyaux dans leur état fondamental (densité, énergie de liaison, rayon quadratique moyen, etc...). Cette approximation consiste à considérer que chaque nucléon du noyau se meut de façon indépendante des autres sous l'action du champ moyen créé par l'ensemble des nucléons. Ce champ détermine l'énergie ϵ_ν et la fonction d'onde ϕ_ν de chaque particule. Il peut être soit un potentiel phénoménologique (par exemple de type Woods-Saxon ou oscillateur harmonique), soit le potentiel auto-cohérent d'Hartree-Fock.

L'hypothèse faite dans l'approximation de champ moyen d'Hartree-Fock^{19),20),21)} est qu'un déterminant de Slater (correspondant au produit anti-symétrisé des fonctions d'onde des particules simples) (38) :

$$|HF\rangle = \prod_{i=1}^N a_i^\dagger |-\rangle \quad (51)$$

représente une bonne approximation de l'état fondamental du hamiltonien à deux corps décrivant un système de N-fermions :

$$H = \sum_{i=1}^N T(i) + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^N V(i,j) \quad (52)$$

où le premier opérateur est l'énergie cinétique et le deuxième est l'interaction à deux corps.

En minimisant l'énergie $\langle HF|H|HF\rangle$ sur des fonctions d'onde d'essai de type (51), nous déduisons les équations d'Hartree-Fock qui s'écrivent, dans l'espace des coordonnées :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \phi_\nu(\vec{r}) + \int d\vec{r}' U(\vec{r}, \vec{r}') \phi_\nu(\vec{r}') = \epsilon_\nu \phi_\nu(\vec{r}) \quad (53)$$

où le potentiel U dépend à son tour des fonctions d'onde (il est dit auto-cohérent). Afin de résoudre ces équations, il faut donc utiliser des procédures itératives dans lesquelles on démarre avec un potentiel $U^{(0)}$ d'essai, à partir duquel on détermine une première estimation des fonctions d'onde ϕ_ν . On utilise celles-ci pour calculer le nouveau potentiel $U^{(1)}$ ($U^{(0)} \rightarrow \phi_\nu \rightarrow U^{(1)} \rightarrow \dots$) et ainsi de suite jusqu'à ce que la procédure converge, c'est-à-dire jusqu'à ce que $U^{(n-1)} \rightarrow \phi_\nu \rightarrow U^{(n)} = U^{(n-1)}$. Le potentiel $U(\vec{r}, \vec{r}')$ contient, bien sûr, un terme direct et un terme d'échange provenant de l'anti-symétrisation des fonctions d'onde.

Dans cette approximation l'hamiltonien (52) peut être réécrit (à une constante près)^{19),20),21)} comme :

$$H = H_{HF} + V_{RES} = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + V_{RES} \quad (54)$$

où H_{HF} est l'hamiltonien à 1-corps d'Hartree-Fock et ϵ_{ν} sont les énergies de particules simples obtenues en résolvant (53). Le terme V_{RES} correspond à la partie de l'interaction à deux corps (52) qui n'a pas été incluse dans le champ moyen²⁰⁾. Par la suite nous verrons qu'une partie de cette interaction résiduelle, notamment l'interaction particule-trou et particule-particule, sera incluse dans les approximations RPA et QRPA qui se situent par conséquent au-delà du champ moyen. La fonction d'onde d'Hartree-Fock (51) obtenue en remplissant les N états de particule simple les plus bas en énergie (53) est l'état fondamental du hamiltonien H_{HF} (fig.14,(54)). Cet ensemble d'états est appelé *mer de Fermi* et le dernier état occupé, *surface de Fermi* (fig.14). Il est pratique pour la suite d'appeler *trou* un état non occupé sous la surface de Fermi. Dans cette logique on appelle *états de trou* les états en dessous de la mer de Fermi et *états de particule* les états au-dessus. Par exemple, dans ce langage, l'état fondamental $|HF\rangle$ est un état à $|0p - 0t\rangle$ parce que il n'y a aucun trou dans la mer de Fermi et aucune particule au-dessus. Nous indiquerons dans la suite les états de trou avec les indices i, j, k, l et les états de particule avec m, n, p, q .

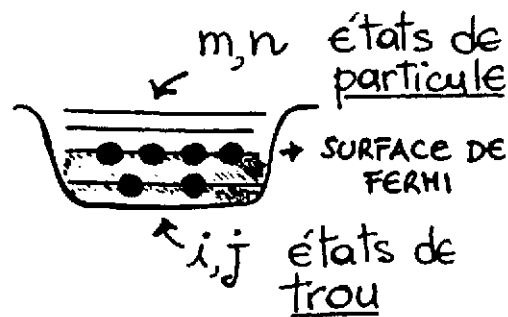


FIG. 14 - Représentation schématique de l'état fondamental d'un noyau dans une approximation de champ moyen. Les ÉTATS DE TROU correspondent aux états occupés dans l'état fondamental, le dernier détermine la SURFACE DE FERMI. Ils constituent la MER DE FERMI. Les états inoccupés au-dessus de la mer de Fermi correspondent aux ÉTATS DE PARTICULE.

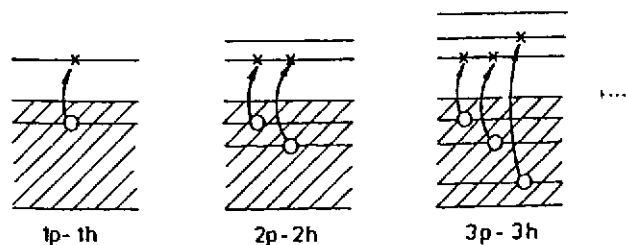


FIG. 15 - Diagrammes schématiques des états à $|1p - 1t\rangle$ (1particules-1trou), $|2p - 2t\rangle$ (2particules-2trous), ... $|Np - Nt\rangle$ (Nparticules-Ntrous).

À partir des états de particule simple déterminés dans l'approximation de champ moyen, il est possible, en principe, de définir une base appelée base à N particules- N trou ($Np - Nt$) (fig.15) sur laquelle diagonaliser l'hamiltonien total (54).

3.3 La base des états à $Np-Nt$

Considérons l'action de l'opérateur $a_m^\dagger a_i$ sur l'état $|HF\rangle$ (51). Il détruit une particule d'état quantique i dans la mer de Fermi (laissant un trou) et crée une particule dans l'état quantique m au-dessus de la mer de Fermi (fig.15). L'état $|1p-1t\rangle$ qui en résulte est appelé état à 1particule-1trou. De même, l'action de l'opérateur $a_m^\dagger a_n^\dagger a_i a_j$ sur $|HF\rangle$ est de créer deux particules au-dessus de la mer de Fermi et laisser deux trous dans la mer de Fermi. C'est un état à 2particules-2trous, $|2p-2t\rangle$. De manière analogue, nous pouvons créer des états avec un nombre arbitraire de particule-trou, jusqu'à l'état ayant N particules- N trous, $|Np-Nt\rangle$, où tous les nucléons occupent des états de particule. L'ensemble de ces états constitue une base^{19),20),21)} que nous appellerons la base à $Np-Nt$. En utilisant cette base, l'hamiltonien (54) peut être écrit sous forme matricielle.

CAS $V_{RES} = 0$: Il est facile de montrer que la matrice correspondante à H (54) avec $V_{RES} = 0$ est diagonale^{19),20),21)} dans la base des états à $|kp - kt\rangle$ ($k = 1, 2, \dots, N$), les valeurs propres correspondantes étant donnée par $E_k = E_{HF} + \sum_{m_r, i_r=1}^k (\epsilon_{m_r} - \epsilon_{i_r})$, où E_{HF} est l'énergie du fondamental Hartree-Fock et $(\epsilon_{m_r} - \epsilon_{i_r})$ sont les énergies nécessaires pour exciter une paire particule-trou (fig.16).

Explicitons la distribution de force $S(E)$ (16) associée à un opérateur de transition à un corps F (47) (nécessaire aux calculs de temps de vie). Elle présente des pics aux énergies nécessaires pour créer des excitations à $|kp - kt\rangle$ ($k = 1, 2, \dots, N$), $E_f^* = E_k - E_{HF} = \sum_{m_r, i_r=1}^k (\epsilon_{m_r} - \epsilon_{i_r})$. L'amplitude de ces pics ne dépend que des fonctions d'onde de particule

$\square V_{res} = 0 \Rightarrow |0p-0t\rangle \quad |1p-1t\rangle \quad |2p-2t\rangle \dots |Np-Nt\rangle$
 $|HF\rangle = |0p-0t\rangle$
 $\langle \hat{H}_{HF} \rangle =$

$ 0p-0t\rangle$	E_0	0	0	0
$ 1p-1t\rangle$	0	$E_0 + \epsilon_m - \epsilon_i$	0	0
$ 2p-2t\rangle$	0	0	$E_0 + \epsilon_m + \epsilon_n - \epsilon_i - \epsilon_j$	0
\vdots	\vdots	0	0	\vdots
$ Np-Nt\rangle$	0	0	0	$E_0 + \sum \epsilon_p - \sum \epsilon_t$

FIG. 16 – Si l'on néglige l'interaction résiduelle, la matrice associée à l'hamiltonien (coïncidant avec l'hamiltonien d'Hartree-Fock) (54) est diagonale sur la base à $Np-Nt$, les valeurs propres étant les énergies nécessaires pour exciter les k paires particule-trou ($k = 1, 2, \dots, N$) (voir texte).

$|HF\rangle = |0p-0t\rangle \quad |1p-1t\rangle \quad |2p-2t\rangle \dots$
 $|HF\rangle = |0p-0t\rangle$
 $\langle \hat{H} \rangle =$

$ 0p-0t\rangle$	$E_0 + \langle 0 V 0\rangle$	$\langle 0 V 1\rangle$	$\langle 0 V 2\rangle$	\dots
$ 1p-1t\rangle$	$\langle 1 V 0\rangle$	$E_0 + \epsilon_m - \epsilon_i + \langle 1 V 1\rangle$	$\langle 1 V 2\rangle$	\dots
$ 2p-2t\rangle$	$\langle 2 V 0\rangle$	$\langle 2 V 1\rangle$	$E_0 + \sum \epsilon_p - \sum \epsilon_t + \langle 2 V 2\rangle$	\dots
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\ddots

FIG. 17 – Si l'on inclut (une partie de) l'interaction résiduelle, la matrice associée à l'hamiltonien (54) n'est plus diagonale sur la base à $Np-Nt$. Après la diagonalisation, les états propres sont un mélange des états à $Np-Nt$ (voir texte).

simple. Par exemple, pour un état $|1p-1t\rangle$ donné, il vient⁷ :

$$\langle f|F|i\rangle = \langle 1p-1t|F|0p-0t\rangle = \sum_{k,k'} \langle k|F|k'\rangle \langle 0p-0t|a_i^\dagger a_m a_k^\dagger a_{k'}|0p-0t\rangle = \langle m|F|i\rangle \quad (55)$$

L'amplitude à l'énergie $\epsilon_m - \epsilon_i$ ne dépend donc que des fonctions d'onde de particule simple ϕ_m, ϕ_i . (Les états de trou sont des états de particule à une phase près^{19),20),21)}).

CAS $V_{RES} \neq 0$: Suite à l'inclusion (d'une partie) de l'interaction résiduelle, la matrice associée à l'hamiltonien H (54) présente des termes supplémentaires le long et en dehors de la diagonale. Ceux-ci correspondent aux couplages des états entre eux, par exemple, des états $|1p-1t\rangle$ avec les états $|1p-1t\rangle, |2p-2t\rangle, \dots, |Np-Nt\rangle$ (fig.17). Après la diagonalisation, les énergies propres E_ν sont modifiées par rapport à $E_{HF} + \sum_{m,i=1}^k (\epsilon_m - \epsilon_i)$ et les fonctions d'onde de l'état fondamental $|0\rangle$ et des états excités $|\nu\rangle$ sont un mélange des états de la base à $Np-Nt$:

7. Il faut utiliser le théorème de Wick^{19),20),21)}.

$$|0\rangle = c_0|0p - 0t\rangle + \sum_{m,i} c_{mi}^0 a_m^\dagger a_i |0p - 0t\rangle + \dots \quad (56)$$

$$|\nu\rangle = c_0^\nu |0p - 0t\rangle + \sum_{m,i} c_{mi}^\nu a_m^\dagger a_i |0p - 0t\rangle + \dots \quad (57)$$

Par conséquent, l'inclusion de l'interaction résiduelle modifie nécessairement la distribution de force microscopique $\mathcal{S}(E)$. Nous le verrons par la suite dans les cas de la RPA (où l'interaction résiduelle particule-trou est incluse) et dans le cas de la QRPA (où les interactions résiduelles particule-trou et particule-particule sont incluses).

En conclusion, la diagonalisation de la matrice totale correspondant à l'opérateur H (54) nous donne, en principe, les valeurs propres E_ν et les vecteurs propres $|\nu\rangle$, solutions exactes de l'équation de Schrödinger. En pratique, la dimension de cette matrice est trop grande pour que l'on puisse accomplir cette tâche. Il est donc nécessaire de tronquer l'espace, ce qui mène à des solutions approchées de l'équation de Schrödinger. Nous déterminerons ces solutions à l'aide de la méthode des équations du mouvement²⁰). De manière qualitative, différentes approches correspondent à différents niveaux de troncation. Par exemple, nous déterminons les états collectifs à 1p-1t en RPA, les états collectifs à 2p-2t avec la SRPA (Seconde RPA) tandis que dans le modèle en couches nous essayons d'aller le plus loin possible dans cette hiérarchie.

3.4 La méthode des équations du mouvement

Soient les opérateurs de création Q_ν^\dagger et de destruction Q_ν , tels que :

$$Q_\nu^\dagger |0\rangle = |\nu\rangle \quad Q_\nu |0\rangle = 0 \quad (58)$$

c'est-à-dire qu'en appliquant l'opérateur Q_ν^\dagger à l'état fondamental exact du système, nous générons tous les états excités exacts et que l'état $|0\rangle$ correspond au vide de ces opérateurs (fig.18). Réécrivons l'équation de Schrödinger $H|\nu\rangle = E_\nu|\nu\rangle$ sous la forme $HQ_\nu^\dagger|0\rangle = E_\nu Q_\nu^\dagger|0\rangle$ et retranchons le terme $Q_\nu^\dagger H|0\rangle = Q_\nu^\dagger E_0|0\rangle$. Il vient :

$$[H, Q_\nu^\dagger] |0\rangle = HQ_\nu^\dagger|0\rangle - Q_\nu^\dagger H|0\rangle = (E_\nu - E_0)|0\rangle \quad (59)$$

En multipliant à gauche par δQ_ν et en soustrayant $[H, Q_\nu^\dagger] \delta Q_\nu |0\rangle = 0$ (58), on déduit :

$$\delta Q_\nu [H, Q_\nu^\dagger] |0\rangle - [H, Q_\nu^\dagger] \delta Q_\nu |0\rangle = E_\nu^* [\delta Q_\nu, Q_\nu^\dagger] |0\rangle \quad (60)$$

Le terme de gauche est un double commutateur :

$$[\delta Q_\nu, [H, Q_\nu^\dagger]] |0\rangle = E_\nu^* [\delta Q_\nu, Q_\nu^\dagger] |0\rangle \quad (61)$$

En multipliant (61) par $\langle 0|$, on obtient :

$$\langle 0| [\delta Q_\nu, [H, Q_\nu^\dagger]] |0\rangle = E_\nu^* \langle 0| [\delta Q_\nu, Q_\nu^\dagger] |0\rangle \quad (62)$$

Cette équation est bien évidemment équivalente à l'équation de Schrödinger. En pratique, on doit résoudre (62) de manière approchée. Pour ce faire on choisit des opérateurs O_ν^\dagger, O_ν approchés et on évalue les commutateurs (62) sur un vide approché. Selon le choix de ces opérateurs et du vide correspondant, nous pouvons déduire maintes approches²⁰) utiles pour la spectroscopie des système à N-corps. Nous montrerons comment la méthode des équations des mouvements permet d'obtenir la RPA.

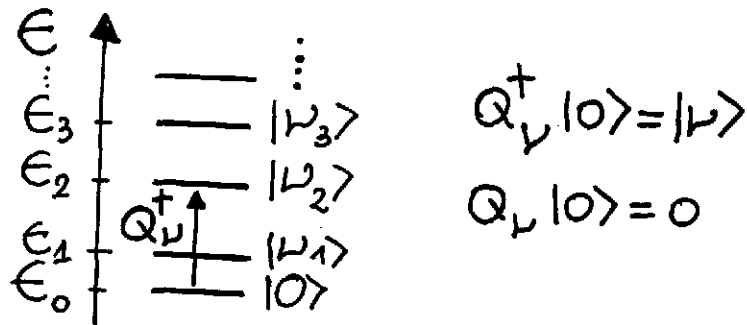


FIG. 18 - En appliquant l'opérateur Q_ν^+ à l'état fondamental exact du système, nous générons tous ses états excités. L'état $|0\rangle$ corresponde au vide de ces opérateurs.

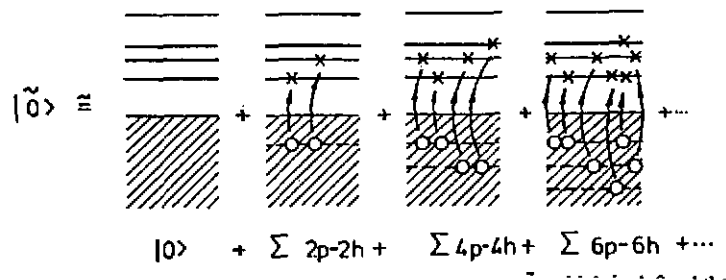


FIG. 19 - Le vide $|RPA\rangle$ contient des excitations à $2p-2t$, $4p-4t$, etc... contrairement au vide $|HF\rangle$ où toutes les particules occupent les niveaux les plus bas en énergie.

3.5 L'Approximation des Phases Aléatoires (RPA)

3.5.1 Le fondamental $|RPA\rangle$ et les opérateurs O_ν^\dagger, O_ν

Considérons l'opérateur de création O_ν^\dagger et son hermitique conjugué O_ν :

$$O_\nu^\dagger = \sum_{m,i} [X_{m,i}^\nu a_m^\dagger a_i - Y_{m,i}^\nu a_i^\dagger a_m] \quad O_\nu = \sum_{m,i} [X_{m,i}^{*\nu} a_i^\dagger a_m - Y_{m,i}^{*\nu} a_m^\dagger a_i] \quad (63)$$

dépendant des amplitudes complexes (X^ν, Y^ν) et tels que

$$O_\nu^\dagger |RPA\rangle = |\nu\rangle \quad O_\nu |RPA\rangle = 0 \quad (64)$$

c'est-à-dire que l'état $|RPA\rangle$ est le vide des opérateurs O_ν . L'action de O_ν^\dagger sur ce vide est d'une part de créer une excitation particule-trou, à travers le terme $a_m^\dagger a_i$, avec le poids $X_{m,i}^\nu$, d'autre part de détruire une paire trou-particule, à travers le terme $a_i^\dagger a_m$, avec le poids $Y_{m,i}^\nu$. Afin que ceci soit possible, il faut que le vide $|RPA\rangle$ contienne des particules à la fois en dessous et au-dessus de la mer de Fermi, c'est-à-dire qu'il contienne des corrélations. Par exemple, si cet état coïncidait avec $|HF\rangle$ (51) le terme $a_i^\dagger a_m$ ne donnerait aucune contribution. En effet, il est possible de montrer^(19),20),21) que le vide $|RPA\rangle$ inclut des excitations à $2p-2t$, $4p-4t$, etc... (fig.19), l'action de $a_i^\dagger a_m$ n'est donc pas nulle.

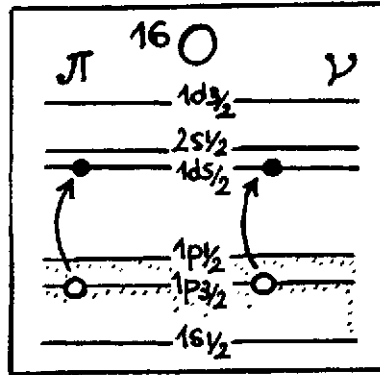


FIG. 20 - Exemples d'excitations à $1p-1t$ dans le noyau O^{16} , couplées au moment angulaire $J^\pi = 1^-$.

Dans un calcul RPA pour un noyau donné, il faut donc choisir un espace d'états modèle et regarder toutes les excitations possibles à $1p-1t$, couplées à un moment angulaire donné (fig.20). Cet espace doit être suffisamment grand pour satisfaire les règles de somme (3.11).

En conclusion, les états $|\nu\rangle$ correspondent à des sommes corrélées d'excitations particule-trou et trou-particule. Ils sont caractérisés par les amplitudes complexes (X^ν, Y^ν) (63) et leur énergie E_ν . Celles-ci sont déterminées par les équations de la RPA que nous allons dériver.

3.5.2 Les équations de la RPA sous forme matricielle

Considérons une variation (63):

$$\delta O_\nu = \sum_{m,i} [\delta X_{m,i}^{*,\nu} a_i^\dagger a_m - \delta Y_{m,i}^{*,\nu} a_m^\dagger a_i] \quad (65)$$

et remplaçons les opérateurs et le vide exacts $Q_\nu^\dagger, \delta Q_\nu, |0\rangle$ (58) par $O_\nu^\dagger, \delta O_\nu, |RPA\rangle$ (63-64) dans (62):

$$\sum_{m,i} \delta X_{m,i}^{*,\nu} \left\{ \langle RPA | [a_i^\dagger a_m, [H, O_\nu^\dagger]] | RPA \rangle - E_\nu \langle RPA | [a_i^\dagger a_m, O_\nu^\dagger] | RPA \rangle \right\} = 0 \quad (66)$$

$$\sum_{m,i} \delta Y_{m,i}^{*,\nu} \left\{ \langle RPA | [a_m^\dagger a_i, [H, O_\nu^\dagger]] | RPA \rangle - E_\nu \langle RPA | [a_m^\dagger a_i, O_\nu^\dagger] | RPA \rangle \right\} = 0 \quad (67)$$

Il faut donc résoudre les deux équations:

$$\langle RPA | [a_i^\dagger a_m, [H, O_\nu^\dagger]] | RPA \rangle = E_\nu \langle RPA | [a_i^\dagger a_m, O_\nu^\dagger] | RPA \rangle \quad (68)$$

$$\langle RPA | [a_m^\dagger a_i, [H, O_\nu^\dagger]] | RPA \rangle = E_\nu \langle RPA | [a_m^\dagger a_i, O_\nu^\dagger] | RPA \rangle \quad (69)$$

Dans ce but il faut évaluer des valeurs moyennes de commutateurs comme:

$$\langle RPA | [a_i^\dagger a_m, O_\nu^\dagger] | RPA \rangle = \sum_{\bar{m}, \bar{i}} \left\{ X_{\bar{m}, \bar{i}}^\nu \langle RPA | [a_i^\dagger a_m, a_{\bar{m}}^\dagger a_{\bar{i}}] | RPA \rangle - Y_{\bar{m}, \bar{i}}^\nu \langle RPA | [a_i^\dagger a_m, a_{\bar{i}}^\dagger a_{\bar{m}}] | RPA \rangle \right\} \quad (70)$$

Introduisons à ce point l'*approximation de quasi-boson*^{19),20),21)}. Elle consiste à remplacer les valeurs moyennes telles que (70), évaluée sur le vide $|RPA\rangle$, par des valeurs moyennes évaluées

sur le vide $|HF\rangle$. Par exemple, nous écrivons :

$$\langle RPA | [a_i^\dagger a_m, a_{\bar{m}}^\dagger a_{\bar{i}}] | RPA \rangle \approx \langle HF | [a_i^\dagger a_m, a_{\bar{m}}^\dagger a_{\bar{i}}] | HF \rangle = \delta_{i,\bar{i}} \delta_{m,\bar{m}} \quad (71)$$

Cette approximation est d'autant plus justifiée que les corrélations dans le vide $|RPA\rangle$ sont petites.

Nous pouvons aussi formuler l'approximation de quasi-boson à travers les méthodes de développement en bosons²¹⁾. Considérons une transformation qui nous permet de remplacer des produits d'opérateurs de fermions par un opérateur de boson :

$$a_m^\dagger a_i \rightarrow B_{mi}^\dagger + \dots \quad a_i^\dagger a_m \rightarrow B_{mi} + \dots \quad (72)$$

c'est-à-dire qu'elle permet de traiter une paire de fermions (particule-trou) comme un boson. Il est clair que ceci ne peut être exact que si l'on considère une série infinie de termes. En pratique, nous sommes obligés de tronquer à un certain ordre. Il est possible de montrer que la RPA est équivalente à l'ordre le plus bas dans le développement en bosons²¹⁾ (72). Suivant (43,44,72) nous avons alors :

$$[a_i^\dagger a_m, a_{\bar{m}}^\dagger a_{\bar{i}}] \rightarrow [B_{mi}, B_{\bar{m}\bar{i}}^\dagger] = \delta_{m,\bar{m}} \delta_{i,\bar{i}} \quad (73)$$

en accord avec (71).

En utilisant l'approximation de quasi-boson et les relations (63,68-69), il vient :

$$\begin{aligned} \sum_{n,j} [X_{nj}^\nu \langle HF | [a_i^\dagger a_m, [H, a_n^\dagger a_j]] | HF \rangle + Y_{nj}^\nu \langle HF | [a_i^\dagger a_m, [H, a_j^\dagger a_n]] | HF \rangle] \\ = E_\nu \sum_{n,j} X_{nj}^\nu \langle HF | [a_i^\dagger a_m, a_n^\dagger a_j] | HF \rangle \end{aligned} \quad (74)$$

$$\begin{aligned} \sum_{n,j} [X_{nj}^\nu \langle HF | [a_m^\dagger a_i, [H, a_n^\dagger a_j]] | HF \rangle + Y_{nj}^\nu \langle HF | [a_m^\dagger a_i, [H, a_j^\dagger a_n]] | HF \rangle] \\ = E_\nu \sum_{n,j} Y_{nj}^\nu \langle HF | [a_m^\dagger a_i, a_j^\dagger a_n] | HF \rangle \end{aligned} \quad (75)$$

Définissons les matrices :

$$A_{mi,nj} = \langle HF | [a_i^\dagger a_m, [H, a_n^\dagger a_j]] | HF \rangle \quad B_{mi,nj} = \langle HF | [a_i^\dagger a_m, [H, a_j^\dagger a_n]] | HF \rangle \quad (76)$$

et réécrivons (74-75) :

$$\sum_{nj} [A_{mi,nj} X_{nj}^\nu + B_{mi,nj} Y_{nj}^\nu] = E_\nu X_{mi}^\nu \quad (77)$$

$$\sum_{nj} [B_{mi,nj}^* X_{nj}^\nu + A_{mi,nj}^* Y_{nj}^\nu] = -E_\nu Y_{mi}^\nu \quad (78)$$

Nous arrivons aux équations de la RPA sous forme matricielle^{19),20),21)} :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^\nu \\ Y^\nu \end{pmatrix} = E_\nu \begin{pmatrix} X^\nu \\ -Y^\nu \end{pmatrix} \quad (79)$$

où⁸

$$A_{mi,nj} = (\epsilon_m - \epsilon_i) \delta_{mn} \delta_{ij} + \langle mj | \tilde{V}_{RES} | ni \rangle \quad B_{mi,nj} = \langle mn | \tilde{V}_{RES} | ij \rangle \quad (80)$$

et les éléments de matrice sont anti-symétrisés. Les solutions E_ν et (X^ν, Y^ν) des équations RPA (79), caractérisant les états excités, dépendent d'une part des énergies nécessaires pour exciter les états particule-trou et d'autre part de l'interaction résiduelle entre les particules et les trous. L'interaction résiduelle (54) incluse au niveau de la RPA (79-80) est appelée *interaction résiduelle dans la voie particule-trou*.

8. Il faut utiliser le théorème de Wick^{20),21)}.

Propriétés des solutions RPA : Il est facile de montrer^{20),21)} que les solutions des équations (79) ont les propriétés suivantes :

- 1) les valeurs propres apparaissent par paires ($E^\nu, -E^\nu$) correspondant respectivement aux vecteurs propres (X^ν, Y^ν) et ($Y^{*,\nu}, X^{*,\nu}$).
- 2) Les vecteurs propres satisfont à la condition d'orthogonalité :

$$\langle \nu | \nu' \rangle = \sum_{m,i} \left(X_{m,i}^{*,\nu} X_{m,i}^{\nu'} - Y_{m,i}^{*,\nu} Y_{m,i}^{\nu'} \right) = \delta_{\nu,\nu'} \quad (81)$$

- 3) Les quantités $|X_{m,i}^\nu|^2, |Y_{m,i}^\nu|^2$ représentent les probabilités de trouver les excitations particule-trou $a_m^\dagger a_i |RPA\rangle$ et trou-particule $a_i^\dagger a_m |RPA\rangle$ dans l'état excité $|\nu\rangle$:

$$\langle RPA | a_i^\dagger a_m | \nu \rangle \approx \langle HF | [a_i^\dagger a_m, O_\nu^\dagger] | HF \rangle = X_{m,i}^\nu \quad (82)$$

$$\langle RPA | a_m^\dagger a_i | \nu \rangle \approx \langle HF | [a_i^\dagger a_m, O_\nu^\dagger] | HF \rangle = Y_{m,i}^\nu \quad (83)$$

où nous avons utilisé (63) et l'approximation de quasi-boson (71).

L'approximation Tamm-Dancoff (TDA) : Cette approche^{19),20),21)} peut être considérée comme un cas particulier de la RPA. En effet, en prenant $Y^\nu = 0$ dans (63), nous avons :

$$O_\nu^\dagger = \sum_{m,i} X_{m,i}^\nu a_m^\dagger a_i \quad O_\nu = \sum_{m,i} X_{m,i}^{*,\nu} a_i^\dagger a_m \quad (84)$$

dont le vide correspondant est l'état $|HF\rangle$:

$$O_\nu^\dagger |HF\rangle = |\nu\rangle \quad O_\nu |HF\rangle = 0 \quad (85)$$

Les états $|\nu\rangle$ sont des sommes corrélées d'excitations particule-trou caractérisées par leur énergie E_ν et l'amplitude complexe X^ν . Celles-ci sont déterminées par les équations TDA :

$$AX^\nu = E^\nu X^\nu \quad (86)$$

avec

$$A_{mi,nj} = (\epsilon_m - \epsilon_i) \delta_{mn} \delta_{ij} + \langle mj | \tilde{V}_{RES} | ni \rangle \quad (87)$$

que l'on obtient soit en remplaçant les opérateurs approchés (84) et leur vide (85) dans (62) soit en prenant $Y^\nu = 0$ dans (79).

Calculs auto-cohérents et phénoménologiques La réalisation d'un calcul RPA nécessite le choix de certains "ingrédients" en ce qui concerne le champ moyen d'abord (point de départ du calcul) et ensuite la RPA. Au niveau du champ moyen, il faut choisir le potentiel qui peut être soit phénoménologique, par exemple un potentiel de Woods-Saxon ou un oscillateur harmonique, soit le potentiel auto-cohérent obtenu en résolvant les équations d'Hartree-Fock (53). Ceci nous donne les énergies et les fonctions d'onde de particule simple nécessaire à la construction de la base à $Np - Nt$ et au calcul RPA (80). Au niveau de la RPA, il faut choisir l'interaction résiduelle dans la voie particule-trou (79-80) qui peut être soit une interaction schématique, par exemple de type séparable (cf. 3.5.3) soit une interaction dérivée de la même fonctionnelle densité d'énergie que le champ moyen^{21),24),25)}. Un exemple de fonctionnelle densité d'énergie est donnée par les forces effectives de Skyrme et de Gogny^{21),24)}. Si l'interaction résiduelle dans la voie particule-trou et le champ moyen dérivent d'une même fonctionnelle, les calculs RPA sont dits *auto-cohérents*. Les forces effectives dans la voie particule-trou sont choisies de façon à reproduire les propriétés des Résonances Géantes, des vibrations collectives des noyaux atomiques (cf. 3.8).

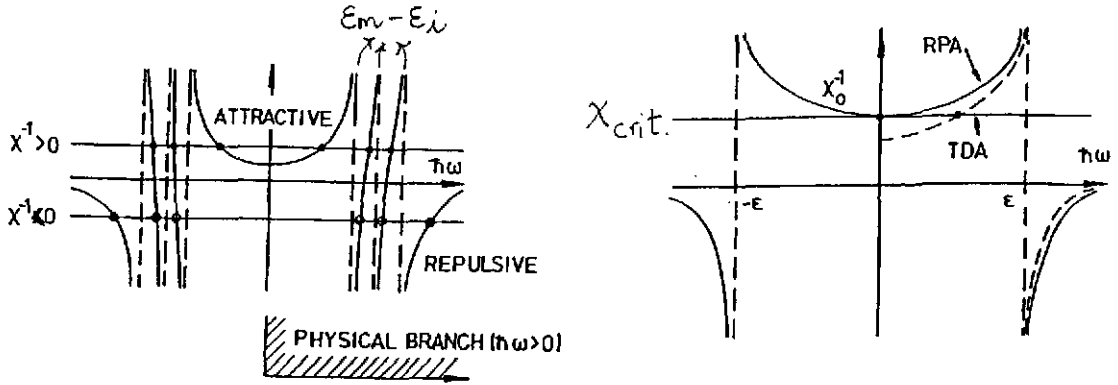


FIG. 21 - Solutions des équations RPA dans le cas d'une interaction résiduelle schématique séparable dans la voie particule-trou (voir texte). Les énergies RPA sont données par l'intersection des droites χ^{-1} avec les courbes, dans les cas où les énergies $\epsilon_m - \epsilon_i$ ne sont pas dégénérées (gauche), ou sont dégénérées (droite).

3.5.3 Un modèle schématique

Étudions le cas d'une interaction résiduelle schématique séparable dans la voie particule-trou^{19),20),21)} :

$$V_{RES}(i, j) = -\chi \sum_{i, j} D(i) D^*(j) \quad (88)$$

(l'opérateur D est, par exemple, l'opérateur dipolaire ou quadrupolaire). Les éléments de matrice dans A et B (80) sont alors⁹ :

$$\langle mj | V_{RES} | ni \rangle = -\chi D_{mi} D_{nj}^* \quad \langle mn | V_{RES} | ij \rangle = -\chi D_{mi} D_{nj} \quad (89)$$

où $D_{mi} = \langle m | D | i \rangle$. Dans ce cas les équations de la RPA (79) deviennent algébriques :

$$(\epsilon_m - \epsilon_i - E_\nu) X_{mi}^\nu - D_{mi} \mathcal{N} = 0 \quad (90)$$

$$(\epsilon_m - \epsilon_i + E_\nu) Y_{mi}^\nu - D_{mi}^* \mathcal{N} = 0 \quad (91)$$

où $\mathcal{N} = \chi \sum_{nj} (D_{nj}^* X_{nj} + D_{nj} Y_{nj})$. En résolvant le système (90-91), nous obtenons les amplitudes :

$$X_{mi}^\nu = \mathcal{N} \frac{D_{mi}}{(\epsilon_m - \epsilon_i - E_\nu)} \quad Y_{mi}^\nu = \mathcal{N} \frac{D_{mi}^*}{(\epsilon_m - \epsilon_i + E_\nu)}, \quad (92)$$

les énergies E_ν sont les solutions de :

$$\frac{1}{\chi} = 2 \sum_{mi} \frac{|D_{mi}|^2 (\epsilon_m - \epsilon_i)}{(\epsilon_m - \epsilon_i)^2 - E_\nu^2}, \quad (93)$$

dont la solution graphique est représentée (fig.21, gauche). Nous voyons que :

- les énergies apparaissent par paires ($E_\nu, -E_\nu$). Evidemment, seules les solutions d'énergie positive sont physiques;
- les énergies E_ν sont décalées par rapport aux énergies $\epsilon_m - \epsilon_i$ (à cause de l'interaction résiduelle dans la voie particule-trou);

9. Seul le terme directe est inclu.

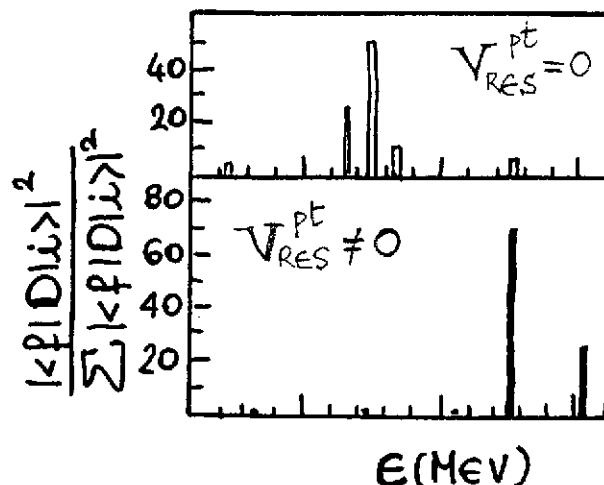


FIG. 22 – Exemple montrant l'effet de l'interaction résiduelle particule-trou sur la distribution de force associée à l'opérateur dipolaire.

– Selon la valeur de χ , il y a trois régimes possibles :

- 1) $\chi < 0$: les énergies E_ν sont, en moyenne, poussées vers le haut par l'interaction résiduelle répulsive. Il existe un état dont l'énergie est plus grande que tous les $\epsilon_m - \epsilon_i$;
- 2) $0 < \chi < \chi_{crit.}$ (voir ci-dessous);
- 3) $\chi > \chi_{crit.}$: les énergies E_ν sont, en moyenne, poussées vers le bas par l'interaction résiduelle attractive. Il existe un état dont l'énergie est plus petite que tous les $\epsilon_m - \epsilon_i$.

Un cas particulier est celui où les énergies $\epsilon_m - \epsilon_i$ sont toutes dégénérées et égales à ϵ (fig.21, droite). Dans ce cas il est facile de montrer que¹⁹⁾ :

- Il n'y a qu'une seule solution, d'énergie $\bar{E}^2 = \epsilon^2 - 2\chi\epsilon \sum_{mi} |D_{mi}|^2$ ($\bar{E} > \epsilon$ si $\chi > 0$ ou $\bar{E} < \epsilon$ si $\chi < 0$);
- Pour $0 < \chi < \chi_{crit.}$ les équations RPA n'ont pas de solutions physiques : en effet les énergies RPA sont complexes ! Ceci correspond à ce que l'on appelle l'instabilité de la RPA, due au fait que l'état de départ $|HF\rangle$ n'est plus l'état le plus bas en énergie.
- La probabilité de transition vers cet état due à un opérateur $F = D$ est : $\langle \bar{\nu} | D | 0 \rangle^2 = \epsilon / \bar{E} \sum_{m,i} |\langle m | D | i \rangle|^2$, c'est-à-dire que toutes les excitations à 1p-1t contribuent de manière cohérente.

Pour conclure, l'exemple de l'interaction particule-trou schématisé (88) que nous venons de considérer illustre certaines propriétés génériques des états excités RPA : d'une part, une interaction résiduelle répulsive (attractive) pousse, en moyenne, vers le bas (haut) les énergies E_ν par rapport aux énergies nécessaires pour exciter des paires particule-trou; d'autre part les probabilités de transitions vers les états RPA, $\langle f | F | i \rangle = \langle \nu | F | RPA \rangle$ (16), sont modifiées par rapport aux valeurs (55), car plusieurs excitations à 1p-1t contribuent (fig.22) (dans 3.7 nous verrons leur expression explicite). Si leur nombre est grand, on dit que l'état est collectif.

3.6 L'Approximation des Phases Aléatoires avec échange de charge

En partant du fondamental d'un noyau donné, la RPA avec échange de charge²⁶⁾ permet de décrire les états excités collectifs à 1p-1t dans les noyaux isobares (fig.11). Afin de décrire les

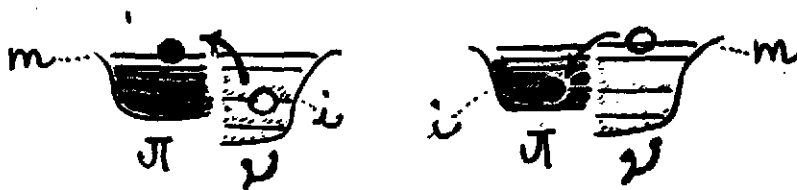


FIG. 23 - Représentation schématique d'une EXCITATION PROTON - TROU DE NEUTRON ($\Delta T_z = 1$).

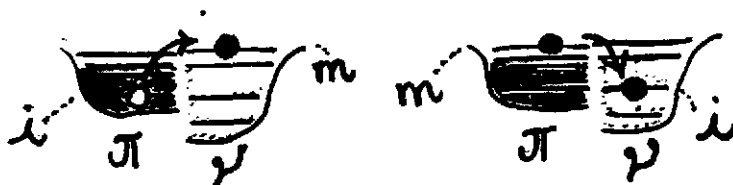


FIG. 24 - Représentation schématique d'une EXCITATION NEUTRON - TROU DE PROTON ($\Delta T_z = -1$).

états dans les deux voies $\Delta T_z = \pm 1$ (25), il faut deux opérateurs de création :

$$O_{\nu,+1}^\dagger = \sum_{mi} [\tilde{X}_{mi}^\nu p_m^\dagger n_i - \tilde{Y}_{mi}^\nu p_i^\dagger n_m] \quad \Delta T_z = +1 \quad (94)$$

$$O_{\nu,-1}^\dagger = \sum_{mi} [\tilde{X}_{mi}^\nu n_m^\dagger p_i - \tilde{Y}_{mi}^\nu n_i^\dagger p_m] \quad \Delta T_z = -1 \quad (95)$$

et d'annihilation (leurs hermitiques conjugués). En appliquant ces opérateurs au vide $|RPA\rangle$, p_m^\dagger ou n_m^\dagger crée un proton ou un neutron dans un état de particule; tandis que p_i^\dagger ou n_i^\dagger crée un proton ou un neutron dans un état de trou. Par conséquent, l'application de $p_m^\dagger n_i$ et $p_i^\dagger n_m$ (94) sur le vide génère des *excitations proton-trou de neutron* (fig.23) tandis que l'application de $n_m^\dagger p_i$ et $n_i^\dagger p_m$ (95) produit des *excitations neutron-trou de proton* (fig.24). Ces états sont caractérisés par leurs énergies et les amplitudes $(\tilde{X}^\nu, \tilde{Y}^\nu)$, $(\bar{X}^\nu, \bar{Y}^\nu)$. En remplaçant (94-95) dans (62) et en faisant l'hypothèse de quasi-boson, on déduit les équations de la RPA avec échange de charge analogues aux équations de la RPA sans échange de charge (79,80).

3.7 La distribution de force $S(E)$ en RPA

Déterminons la distribution de force (16) dans le cadre de la RPA. Considérons l'opérateur de transition à un corps (fig.25,(47)) :

$$F_0 = \sum_{l,l'} \langle l | F_0 | l' \rangle a_l^\dagger a_{l'} \quad (96)$$

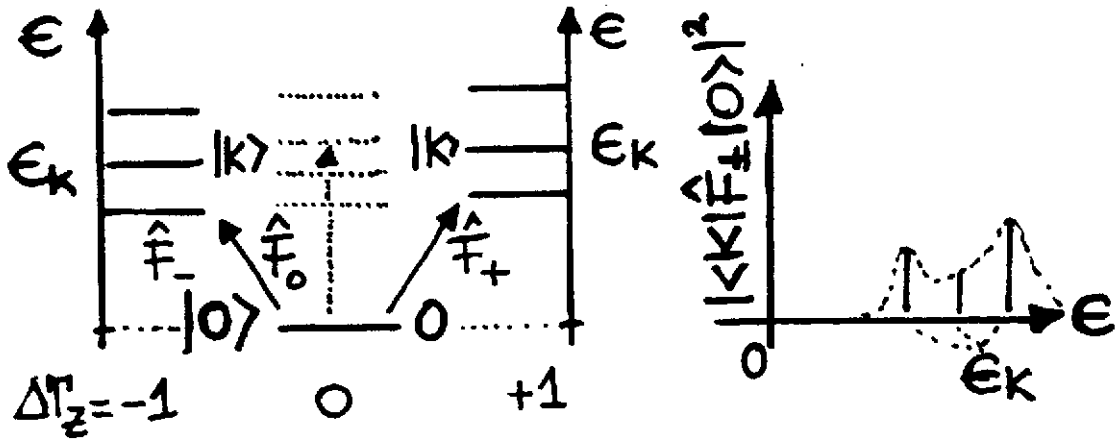


FIG. 25 - Représentation schématique des distributions de force $S(E)$ associées aux opérateurs F_0 (96), $F_{\pm 1}$ (98-99).

($a_i^\dagger, a_{i'}$ agissent sur le même type de particule) et évaluons les probabilités de transition du fondamental aux états excités RPA (63-64) :

$$\begin{aligned} \langle \nu | F_0 | RPA \rangle &= \langle RPA | [Q_\nu, F_0] | RPA \rangle \approx \langle HF | [Q_\nu, F_0] | HF \rangle = \\ &= \sum_{m,i} \left[\langle m | F_0 | i \rangle X_{m,i}^{*,\nu} + \langle i | F_0 | m \rangle Y_{m,i}^{*,\nu} \right] \end{aligned} \quad (97)$$

En RPA, $S(E)$ présente donc des pics aux énergies RPA (79) dont l'amplitude correspond à la probabilité d'excitation $|\langle f | F_0 | i \rangle|^2 = |\langle \nu | F_0 | RPA \rangle|^2$ (97). Nous voyons que, contrairement à (55), la probabilité de transition vers un état $|\nu\rangle$ dépend à la fois des fonctions d'onde de particule simple et des amplitudes (X^ν, Y^ν). De plus, plusieurs paires particule-trou y contribuent.

Considérons les opérateurs :

$$F_+ = \sum_{l,l'} \langle l | F_+ | l' \rangle p_l^\dagger n_{l'} \quad \Delta T_z = +1 \quad (98)$$

$$F_- = \sum_{l,l'} \langle l | F_- | l' \rangle n_l^\dagger p_{l'} \quad \Delta T_z = -1. \quad (99)$$

En RPA avec échange de charge, $S(E)$ associée à F_{\pm} présente des pics dont les amplitudes sont analogues à (97), la seule différence étant que les fonctions d'onde ϕ_m et ϕ_i correspondent maintenant aux états de particule simple des protons et neutrons.

3.8 Les Résonances Géantes

Les excitations collectives à 1p-1t sont connues depuis très longtemps. Ce sont les Résonances Géantes, des modes de vibrations collectifs des noyaux atomiques. Une première indication expérimentale de l'existence des Résonances Géantes a été donnée dès 1937²⁷⁾, mais ce n'est qu'après 1947 qu'elles ont fait l'objet d'études systématiques^{27),28),29)}. Ces états sont essentiellement caractérisés par leur énergie, leur largeur et leur collectivité. Du point de vue microscopique, elles sont bien décrites dans le cadre de la RPA¹⁰⁾. La Résonance Géante Dipolaire, qui a été la

10. Cependant une description détaillée de la largeur nécessite d'aller au-delà de la RPA.

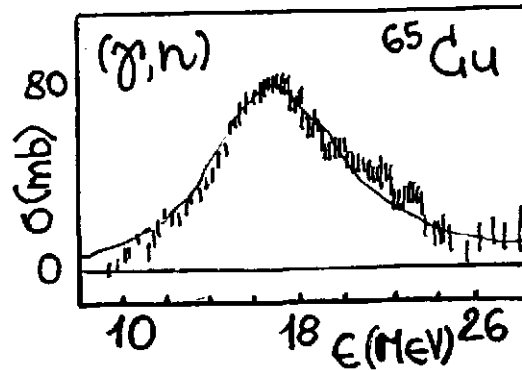


FIG. 26 - Exemple de mesure de section efficace de photoabsorption (γ, n) . Ces mesures ont permis de mettre en évidence et d'étudier de manière systématique la Résonance Géante Dipolaire dans les noyaux atomiques.

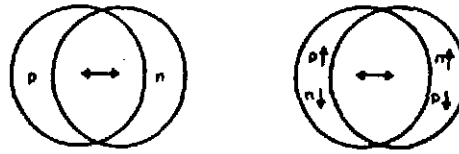


FIG. 27 - Ce schéma montre la Résonance Géante Dipolaire ($J^\pi = 1^-, \Delta T = 1, \Delta S = 0$) et la Résonance Géante de Gamow-Teller ($J^\pi = 1^+, \Delta T = 1, \Delta S = 1$).

première à être découverte³⁰⁾ dans une mesure de photoabsorption (γ, n) (fig.26), en fournit un exemple. Cet état a été interprété comme une vibration collective dans laquelle les protons et les neutrons oscillent en opposition de phase^{31),32)} (fig.27). La Résonance de Gamow-Teller correspond à une oscillation où les nucléons vibrent avec les spins haut et bas en opposition de phase (fig.27). Cette résonance a par exemple été étudiée à travers des réactions (p, n) ou (n, p) . Ces études permettent de connaître la distribution de force de Gamow-Teller en dehors de la "fenêtre" du Q_β et donnent donc des informations sur cette résonance complémentaires à celles provenant de l'étude de la désintégration β (fig.28).

3.9 Les états de quasi-particule

Afin de décrire les propriétés des noyaux à couches ouvertes (fig.11), il faut généraliser l'approximation de champ moyen (cf. 3.2) et inclure les corrélations d'appariement^{19),20),21),24)}. En utilisant par exemple l'approximation d'Hartree-Fock-Bogolioubov, il est possible de montrer que l'hamiltonien total (52) peut être écrit sous une forme analogue à (54) :

$$H = H_{HFB} + V_{RES} = \sum_{\nu} E_{\nu} \alpha_{\nu}^{\dagger} \alpha_{\nu} + V_{RES} \quad (100)$$

où E_{ν} sont les énergies de quasi-particules et α_{ν}^{\dagger} (α_{ν}) sont les opérateurs de création (annihilation) de quasi-particules satisfaisant à des relations d'anticommutation (43). Dans cette approximation, l'état fondamental est le vide associé à ces opérateurs. Ceux-ci sont reliés aux opérateurs de particule a^{\dagger} , a (51,54) par des transformations dites de Bogolioubov comme $\alpha_{\nu}^{\dagger} = u_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} - v_{\nu} a_{\bar{\nu}}$.

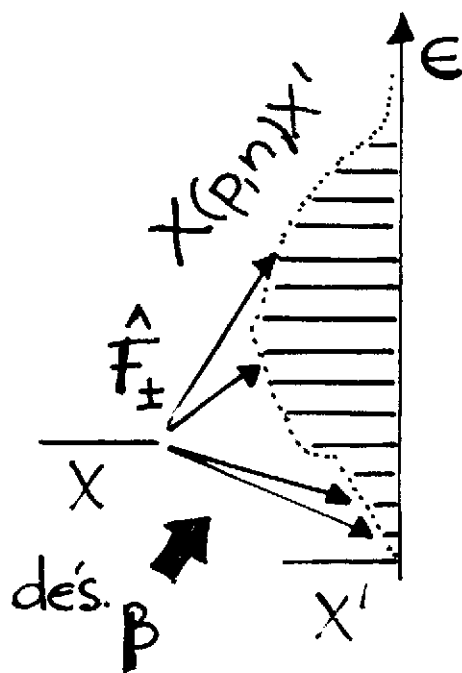


FIG. 28 – L'étude de réactions comme (p,n) ou (n,p) permet de connaître la distribution de force de Gamow-Teller en dehors de la "fenêtre" du Q_β et donne des informations complémentaires à celles provenant de la désintégration β .

Nous avons vu que dans l'approximation de champ moyen, en absence d'appariement, l'état fondamental est donné par la mer de Fermi (fig.14), la probabilité d'occupation des états de particule étant nulle tandis que la probabilité d'occupation des états de trou est égale à 1 (fig.29). L'inclusion des corrélations d'appariement rend la surface de Fermi diffuse : un état de quasi-particule est partiellement un état de particule, avec une probabilité u^2 , et partiellement un état de trou, avec une probabilité v^2 .

3.10 L'Approximation des Phases Aléatoires avec échange de charge pour des Quasi-Particules

3.10.1 Le fondamental $|QRPA\rangle$ et les opérateurs O_ν^\dagger, O_ν

Considérons l'opérateur de création O_λ^\dagger ¹¹ :

$$O_\lambda^\dagger = \sum_{p,n} [X_{pn}^\lambda \alpha_p^\dagger \alpha_n^\dagger - Y_{pn}^\lambda \alpha_p \alpha_n] \quad (101)$$

où $\alpha_p^\dagger, \alpha_n^\dagger$ (α_p, α_n) créent (détruisent) des quasi-particules protons et neutrons respectivement¹². L'opérateur O_λ^\dagger et son hermitique conjugué O_λ sont tels que

$$O_\lambda^\dagger |QRPA\rangle = |\lambda\rangle \quad O_\lambda |QRPA\rangle = 0 \quad (102)$$

c'est-à-dire que l'état $|QRPA\rangle$ est le vide des opérateurs O_λ . Il est possible de montrer^{19),20),21)} que, de façon analogue au vide $|RPA\rangle$, l'état $|QRPA\rangle$ contient déjà des excitations de quasi-particule, c'est-à-dire que $|QRPA\rangle = c_0 |HFB\rangle + \sum_{p,n,p',n'} c_1^{p,n,p',n'} \alpha_p^\dagger \alpha_n^\dagger \alpha_{p'} \alpha_{n'} |HFB\rangle + \dots$

Les états excités $|\lambda\rangle$ (102) sont des sommes corrélées d'excitations à deux quasi-particules dont les énergies E_λ et les amplitudes complexes (X^λ, Y^λ) sont déterminées par les équations

11. Toute la discussion est similaire dans l'Approximation des Phases Aléatoires pour des Quasi-Particules (QRPA) sans échange de charge.

12. Dans l'Approximation des Phases Aléatoires pour des Quasi-Particules, sans échange de charge, les opérateurs α^\dagger et α se réfèrent au même type de particule (protons ou neutrons).

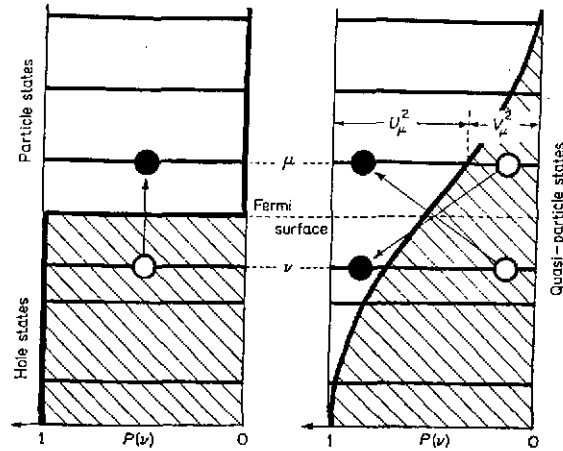


FIG. 29 - Représentation schématique des états de particule simple et de quasi-particule dans l'approximation de champ moyen. En l'absence d'appariement (gauche), les états de particule (au-dessus de la mer de Fermi) ont une probabilité d'occupation nulle tandis que les états de trou (en dessous de la mer de Fermi) ont une probabilité d'occupation égale à 1. L'inclusion des corrélations d'appariement rend la surface de Fermi diffuse (droite). Les ÉTATS dits DE QUASI-PARTICULE sont partiellement des états de particule (avec une probabilité u^2) et partiellement des états de trou (avec une probabilité v^2).

de la QRPA. En utilisant la méthode des équations du mouvement (62), celles-ci peuvent être dérivées de la même façon que les équations de la RPA sans (cf. 3.5.2) et avec échange de charge (cf. 3.6). Dans ce cas l'hypothèse de quasi-boson (71) consiste à remplacer des valeurs moyennes sur le vide $|QRPA\rangle$ par des valeurs moyennes sur le vide $|HFB\rangle$. Les équations de la QRPA sous forme matricielle s'écrivent^{20,21)}

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^\lambda \\ Y^\lambda \end{pmatrix} = E_\lambda \begin{pmatrix} X^\lambda \\ -Y^\lambda \end{pmatrix} \quad (103)$$

où

$$A_{pn,p'n'} = E_{p,p'}\delta_{n,n'} + E_{n,n'}\delta_{p,p'} + g_{pt}\langle p, n | V_{RES}^{pt} | p', n' \rangle (u_p v_n u_{p'} v_{n'} + v_p u_n v_{p'} u_{n'}) + g_{pp}\langle p, n | V_{RES}^{pp} | p', n' \rangle (u_p u_n u_{p'} u_{n'} + v_p v_n v_{p'} v_{n'}) \quad (104)$$

$$B_{pn,p'n'} = g_{pt}\langle p, n | V_{RES}^{pt} | p', n' \rangle (v_p u_n u_{p'} v_{n'} + v_p u_n v_{p'} u_{n'}) - g_{pp}\langle p, n | V_{RES}^{pp} | p', n' \rangle (u_p u_n v_{p'} v_{n'} + v_p v_n u_{p'} u_{n'}) \quad (105)$$

où $E_{p,p'}$, $E_{n,n'}$ sont les énergies des quasi-particules protons et neutrons et les quantités u_i, v_i donnent les amplitudes d'occupation, ou non-occupation, des états de quasi-particules de protons ($i = p$) et neutrons ($i = n$).

Il est important de remarquer que, contrairement à (79-80) les matrices A et B (104-105) n'incluent pas seulement l'interaction résiduelle dans la voie particule-trou, V_{RES}^{pt} , mais aussi dans la voie particule-particule, V_{RES}^{pp} . Les solutions $E_\lambda, (X^\lambda, Y^\lambda)$ dépendent donc du choix des ces deux interactions résiduelles¹³.

Quand l'appariement devient négligeable (i.e. $u_{i,i=p,n} \rightarrow 0, v_{i,i=p,n} \rightarrow 1$), les équations de la QRPA (103-105) se réduisent aux équations de la RPA (79-80).

3.10.2 La distribution de force $S(E)$ en QRPA

Il s'agit tout d'abord de réécrire F_0 (96) et F_\pm (98) en fonction des opérateurs de quasi-particule à travers les transformations de Bogolioubov. Ensuite, il faut évaluer les amplitudes de transition

13. Nous reviendrons sur le choix de g^{pp} dans les exemples (cf. 4).

$\langle k|F|0\rangle : \langle \lambda|F_0|QRPA\rangle$ en QRPA ou $\langle \lambda|F_{\pm}|QRPA\rangle$ en QRPA avec échange de charge (fig.25). On a par exemple

$$\langle \lambda|F_{\pm}|QRPA\rangle \approx \sum_{p,n} \langle n|F_{\pm}|p\rangle \left[X_{p,n}^{\lambda} u_n v_p + Y_{p,n}^{\lambda} u_p v_n \right] \quad (106)$$

La distribution de force (16) associée à F_{\pm} en QRPA avec échange de charge présente donc des pics aux énergies E_{λ} (103) dont les amplitudes dépendent de trois "ingrédients" : *i*) les fonctions d'onde de particule simple; *ii*) les amplitudes $(X^{\lambda}, Y^{\lambda})$; *iii*) les amplitudes d'occupation u, v . Plusieurs excitations à deux quasi-particules contribuent.

3.11 Les règles de somme

Introduisons les moments d'une distribution de force³³⁾ $S(E)$ (16) :

$$m_p = \int_0^{\infty} S(E) E^p dE = \sum_{k>0} |\langle k|F|0\rangle|^2 E_k^p \quad (107)$$

où nous avons pris l'état initial égal à l'état fondamental, $|i\rangle = |0\rangle$. Le moment correspondant à $p = 0$, $m_0 = \sum_k |\langle k|F|0\rangle|^2$, n'est rien d'autre que l'intégrale de la distribution de force. De manière générale, on a besoin d'un nombre infini de moments (107) pour spécifier complètement la distribution de force associée à un opérateur F .

Pour un opérateur F_0 donné (fig.25,(96)), les règles de somme permettent d'évaluer certains moments³³⁾ (107). Par exemple, la règle de somme de Thomas-Reiche-Khun (TRK)³³⁾ concerne la distribution de force associée à un opérateur dipolaire. Elle nous dit que le moment m_1 est égal à NZ/A (à un facteur près). D'après l'étude systématique de la Résonance Géante Dipolaire (fig.27), nous savons que cet état sature complètement la règle de somme TRK.

Pour les processus avec échange de charge, où les opérateurs F_{\pm} (98-99) interviennent, les règles de somme relient les moments associés aux distributions de force dans les deux voies $\Delta T_z = \pm 1$ ³³⁾. C'est le cas de la règle de somme Ikeda³³⁾, concernant les distributions de force associées aux opérateurs de Gamow-Teller (fig.30,(27)). Seule une fraction de cette règle de somme est observée dans l'étude de la Résonance de Gamow-Teller. C'est *le problème de la force manquante dans les transitions de Gamow-Teller*, sur lequel nous reviendrons plus tard.

Si nous sommes intéressés par la distribution de force liée à un phénomène de résonance comme une Résonance Géante (cf. 3.8), peu de moments sont nécessaires^{33),34)} pour caractériser $S(E)$. En effet, la distribution peut être paramétrisée par une lorentzienne, il suffit donc de déterminer son centroïde, sa largeur et l'intégrale totale. Dans ce cas, les règles de somme offrent une démarche alternative aux calculs microscopiques de $S(E)$.

Dans les calculs de désintégration β , le $T_{1/2}$ dépend seulement de la queue de la distribution de force (15) (fig.28). Dans ce cas, les règles de somme ne permettent pas de caractériser cette distribution de force; néanmoins, elles donnent des contraintes qu'il est important de satisfaire. Nous allons illustrer ce concept en présentant la règle de somme Ikeda, importante pour le processus de désintégration β .

3.11.1 La règle de somme Ikeda

Considérons $F_{GT}^{\pm} = \sum_{\mu=-1}^1 \sum_{k=1}^N \sigma_{\mu}(k) t_{\pm}(k)$ et les moments associés non-pondérés en énergie :

$$\begin{aligned} m_0^{\beta-} &= \sum_f |\langle f|F_{GT}^+|0\rangle|^2 = \sum_f |\langle f| \sum_{\mu=-1}^1 \sum_{k=1}^N \sigma_{\mu}(k) t_{+}(k) |0\rangle|^2 = \\ &= \sum_f \langle 0| \sum_{\mu,k} \sigma_{\mu}(k) t_{-}(k) |f\rangle \langle f| \sum_{\mu',k'} \sigma_{\mu'}(k') t_{+}(k') |0\rangle = \end{aligned}$$

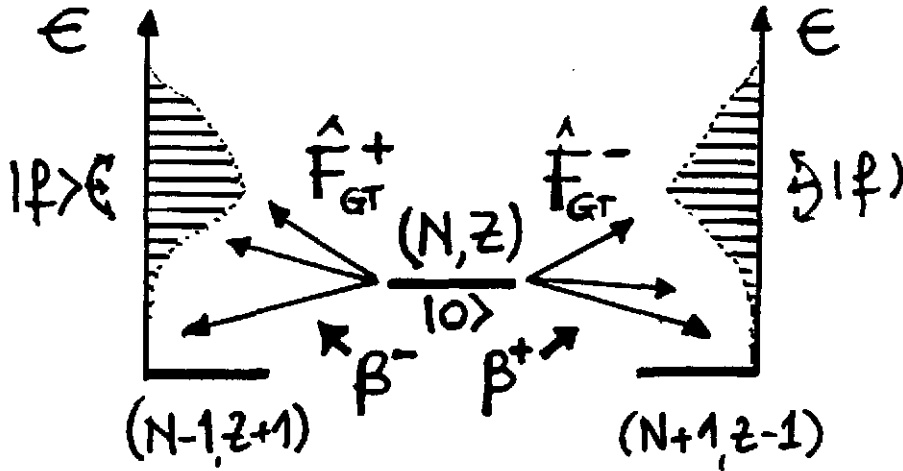


FIG. 30 – Pour les distributions de force associées aux opérateurs F_{\pm} (98-99), les règles de somme relient certains moments de $S(E)$ dans les deux voies. Par exemple, la règle de somme Ikeda nous dit que $m_0^{\beta-} - m_0^{\beta+} = 3(N - Z)$, où m_0^{\mp} sont les moments non-pondérés en énergie (107) des distributions de force correspondant aux opérateurs F_{GT}^{\pm} (27).

$$= \sum_f \langle 0 | \sum_{\mu, \mu', k, k'} \sigma_{\mu}(k) \sigma_{\mu'}(k') t_{-}(k) t_{+}(k') | 0 \rangle \quad (108)$$

et de même pour $m_0^{\beta+}$. Il vient

$$\begin{aligned} m_0^{\beta-} - m_0^{\beta+} &= \langle 0 | \sum_{\mu, \mu', k, k'} \sigma_{\mu}(k) \sigma_{\mu'}(k') [t_{-}(k), t_{+}(k')] | 0 \rangle = \\ &= \langle 0 | \sum_{\mu, k} \sigma_{\mu}^2(k) [-2t_z(k)] | 0 \rangle = -6 \langle 0 | T_z | 0 \rangle \end{aligned} \quad (109)$$

d'où (25)

$$m_0^{\beta-} - m_0^{\beta+} = 3(N - Z) \quad (110)$$

Nous remarquons les propriétés suivantes :

- la règle de somme Ikeda (109) est indépendante du modèle utilisé;
- elle donne une contrainte sur l'intégrale de la distribution de force, mais ne contraint pas les probabilités de transitions individuelles $|\langle f | F | 0 \rangle|^2$;
- en général, elle concerne à la fois la voie $\Delta T_z = -1$ et la voie $\Delta T_z = 1$. Cependant, dans le cas des noyaux riches en neutrons, par exemple, elle donne des informations sur une des voies. En effet, dans ce cas $m_0^{\beta+} \approx 0$ à cause du principe d'exclusion de Pauli et donc $m_0^{\beta-} \approx 3(N - Z)$.
- dans les noyaux ayant $N = Z$ nous obtenons $m_0^{\beta-} = m_0^{\beta+}$, mais nous ne connaissons pas la valeur absolue de m_0 .

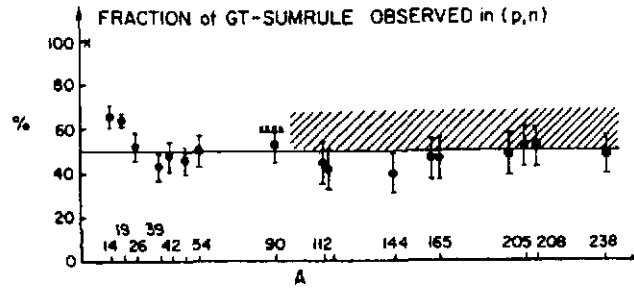


FIG. 31 - Seule une fraction (environ 60%) de la règle de somme Ikeda (110) est observée dans les réactions avec échange de charge²²⁾ (p,n) ou (n,p). La partie hachurée montre l'incertitude reliée à la manière dont le bruit de fond est soustrait.

De manière toute à fait analogue à (108-110), il est facile de prouver la règle de somme pour les transitions de Fermi :

$$m_0^{\beta-} - m_0^{\beta+} = (N - Z) \quad (111)$$

associée aux opérateurs $F_F^{\pm} = \sum_{k=1}^N t_{\pm}(k)$ (27). Cette règle de somme est elle aussi indépendante du modèle utilisé.

Les règles de somme donnent des contraintes sur les modèles : dans un calcul microscopique des distributions de force, il faut vérifier que l'espace de configurations est suffisamment grand pour que les règles de somme indépendantes du modèle soient satisfaites. Cependant, ceci ne nous garantit pas que la force est "correctement" distribuée, c'est-à-dire qu'elle reproduit les distributions de force mesurées. Par exemple, la règle de somme Ikeda est satisfaite en RPA et QRPA³⁵⁾, mais la distribution de force de Gamow-Teller obtenue dans cette approche est en désaccord avec l'expérience.

3.12 Le problème de la force de Gamow-Teller manquante

Depuis une trentaine d'années le problème de la force manquante fait l'objet d'un vif débat^{22),36),37),38)} : différents résultats expérimentaux indiquent une atténuation des transitions de Gamow-Teller. Par exemple, seule une fraction (environ 60%) de la règle de somme Ikeda (110) est observée dans les réactions avec échange de charge (p,n) ou (n,p) (fig.31). Une atténuation des transitions de Gamow-Teller est également observée dans la désintégration β ³⁹⁾ (fig.32).

Les deux explications le plus débattues cherchent l'origine de cette atténuation soit dans des aspects de modélisation nucléaire soit dans des degrés de liberté supplémentaires subnucléoniques. Selon la première explication, la force "manquante" est située au-delà du pic correspondant à la résonance de Gamow-Teller, poussée par l'interaction résiduelle entre les états à $1p-1t$ et les états à $2p-2t$ ^{22),36),37),40)}. Selon la deuxième explication, la force "manquante" est située à très haute énergie, poussée par le couplage entre les états à $1p-1t$ et les états $1\Delta - 1t$ ^{22),36),37)} (fig.33).

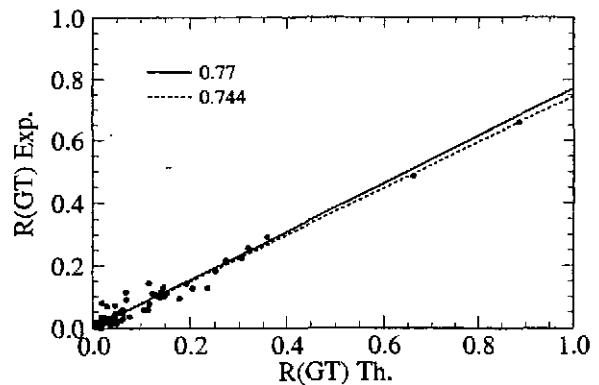


FIG. 32 - Comparaison entre la somme des probabilités de transitions de Gamow-Teller mesurées et calculées en modèle en couches³⁹⁾ dans la désintégration β de 64 noyaux ayant $A=41-50$. La valeur mesurée est en moyenne 0.77 fois plus petite que la valeur théorique.

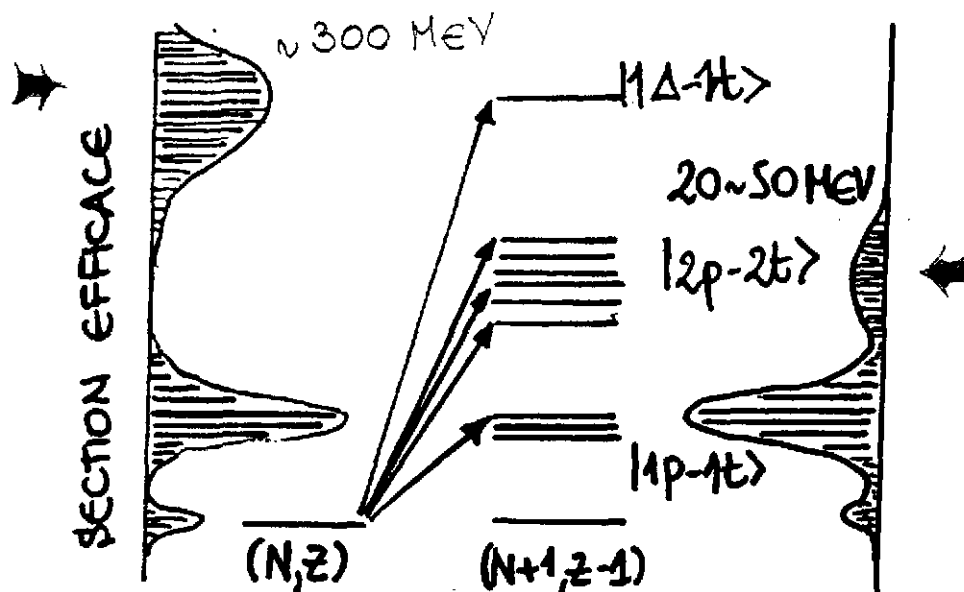


FIG. 33 - LE PROBLÈME DE LA FORCE 'MANQUANTE' POUR LES TRANSITIONS DE GAMOW-TELLER. Représentation schématique des deux hypothèses les plus débattues concernant son origine. A) Du fait de l'interaction résiduelle entre les états à $1p-1t$ et $2p-2t$ la force "manquante" est située au-delà du pic de la résonance de Gamow-Teller. B) La force est située à très haute énergie à cause du couplage entre les états à $1p-1t$ et les états à $1\Delta-1t$.

Bien qu'à présent, le débat soit encore ouvert, des résultats expérimentaux récents⁴¹⁾ semblent indiquer que la force "manquante" est effectivement située autour de 50 MeV en accord avec des calculs incluant l'interaction résiduelle entre les états à $1p-1t$ et $2p-2t$ (fig.34). En effet, on observe $93 \pm 5\%$ de la règle de somme Ikeda dans la réaction $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$.

Pour prendre en compte ces faits expérimentaux dans les calculs des temps de vie pour les transitions de Gamow-Teller, une valeur effective pour la constante de couplage $g_A^{eff} = 0.7 - 0.8 g_A$ (28,37) est très souvent utilisée.

4 APPLICATIONS

Nous mentionons, d'une manière (très!) qualitative, les effets des corrélations dans le fondamental QRPA, de la déformation et de l'interaction résiduelle dans la voie particule-particule sur les demi-vies des noyaux.

Les corrélations dans le fondamental QRPA : Les premiers calculs microscopiques utilisent l'Approximation de Tamm-Dancoff⁴⁾ (cf. 3.5.2) et négligent les corrélations dans le fondamental RPA. Une deuxième série de calculs²⁾ a permis de montrer que ces corrélations ont des effets importants sur les demi-vies des noyaux (fig.35).

La déformation : La déformation modifie le champ moyen et donc les états de particule simple d'une manière significative²¹⁾ (fig.36). Par conséquent, la distribution de force (16) dépend de la déformation car les probabilités de transitions sont intimement liées au spectre de particule simple (fig.37). Les mesures des demi-vies (15) peuvent donc donner des indications sur la déformation des noyaux^{43),44)} (fig.38) (s'il n'y a pas, bien sûr, des incertitudes dans les calculs qui

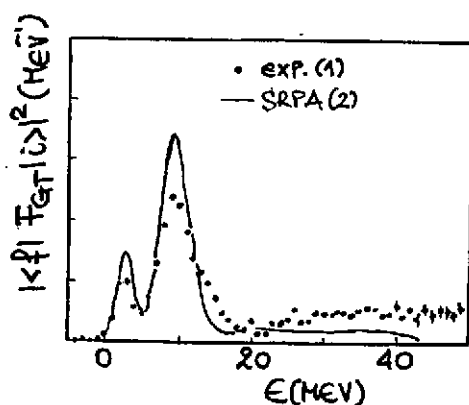


FIG. 34 – Distribution de force de Gamow-Teller mesurée dans la réaction $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ en comparaison avec des calculs de Seconde RPA⁴²⁾ (incluant l'interaction résiduelle entre les états à $1p-1t$ et $2p-2t$).

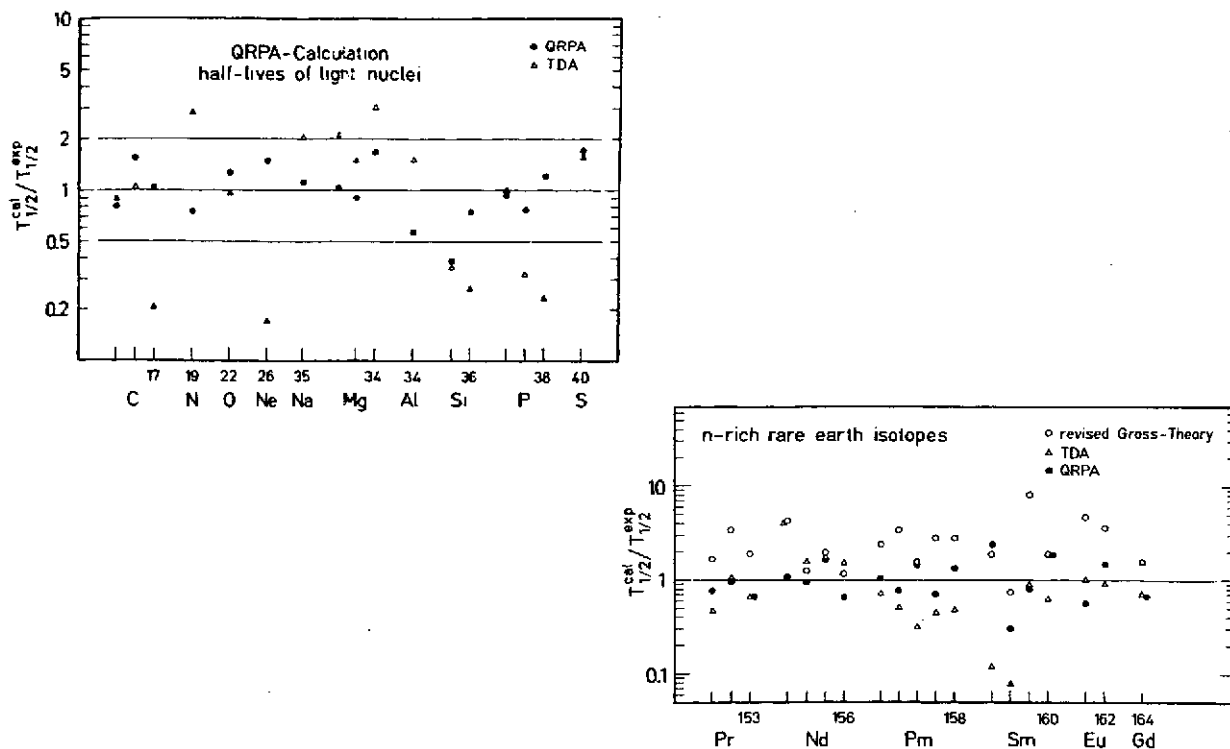


FIG. 35 – Comparaison entre les demi-vies calculées et mesurées pour des noyaux légers et lourds, les approches utilisées étant la QTDA (triangles) et la QRPA (cercles)²⁾. L'inclusion des corrélations dans le fondamental peut modifier les demi-vies jusqu'à facteur dix dans le cas des noyaux légers tandis que les effets sont moins importants dans le cas des noyaux lourds.

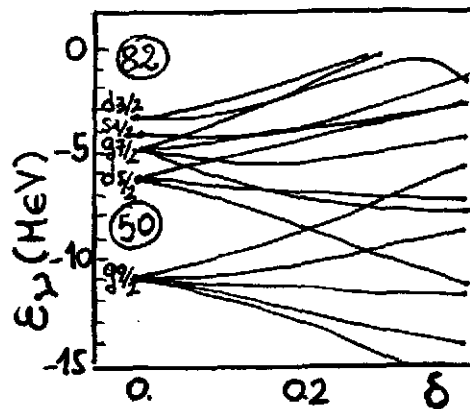


FIG. 36 – Modification des énergies de particule simple avec la déformation. La valeur $\delta = 0$ correspond à un noyau sphérique.

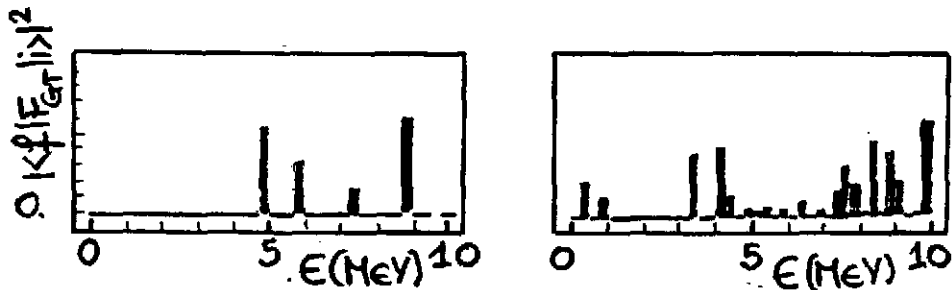


FIG. 37 – Exemples “typiques” de distributions de force pour un noyau sphérique et un noyau déformé. Beaucoup plus de transitions sont possibles dans ce dernier cas. La déformation affecte d’une manière importante les distributions de force.

donnent des effets du même ordre).

L’interaction résiduelle dans la voie particule-particule: Beaucoup de calculs dits de QRPA négligent l’interaction résiduelle dans la voie particule-particule^{2),6)} ((104-105), $g_{pp} = 0$). Un travail récent⁷⁾ a montré cependant que les effets de cette interaction résiduelle peuvent être très importants. En fait, ceci est déjà connu de par certains travaux⁴⁵⁾, où la QRPA est utilisée dans l’étude de la double β . Le choix du paramètre g_{pp} (104-105), qui règle l’intensité de la force dans cette voie, représente un point délicat de ces calculs. En effet, g_{pp} peut être fixé de manière à reproduire les demi-vies mesurées dans une certaine région de masse (figs. 39,40). Cette valeur peut ensuite être utilisée pour déterminer les demi-vies d’autres noyaux dans la même

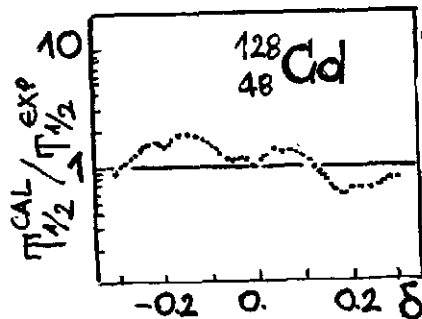


FIG. 38 – Comparaison entre la demi-vie calculée (en QRPA) et mesurée en fonction de la déformation dans le cas du ^{128}Cd ²⁾. Exemple montrant la sensibilité de la demi-vie à la déformation.

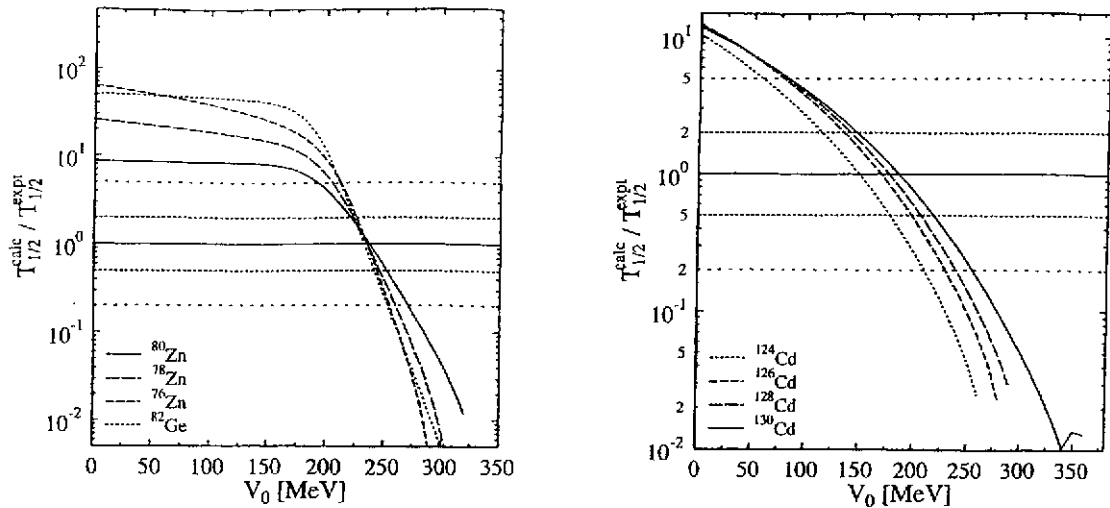


FIG. 39 – Rapport entre les demi-vies calculées et mesurées en fonction du paramètre $V_0 (= g_{pp})$ qui règle l'intensité de l'interaction résiduelle dans la voie particule-particule (eqs.103-105) pour des noyaux autour de $N = 50$ (gauche) et $N = 82$ (droite)⁷⁾. Les demi-vies sont très sensibles aux choix de ce paramètre, elles peuvent changer de quatre ordres de grandeur (!).

région mais difficiles à atteindre expérimentalement, par exemple riches en neutrons autour des fermetures de couches $N = 50$ et $N = 82$ (ces noyaux dits des “points d’attente” jouent un rôle important dans le processus r^{11}). Au vu de la grande sensibilité des demi-vies à cette interaction (fig.39), on peut se demander si cette démarche est la plus appropriée dans l’extrapolation des demi-vies de noyaux loin de la vallée de stabilité⁹⁾.

BIBLIOGRAPHIE

1. S. Goriely, Contribution à cette école.
2. A. Staudt et al. Z. Phys. A 334 (1989) 47; H. Homma et al., Phys. Rev. C 54 (1996) 2972.
3. T. Tachibana, M. Yamada, Y. Yoshida, Prog. Theor. Phys. 84 (1990) 641; H. Nakata, T. Tachibana, M. Yamada, Nucl. Phys. A 625 (1997) 521.
4. H.V. Klapdor et al. Z. Phys. A 299 (1981) 213; H.V. Klapdor, J. Metzinger et T. Oda, Atomic Data and Nuclear Data Tables 31 (1984) 81.
5. J.Krumlinde et P.Möller, Nucl. Phys. A 417 (1984) 419.
6. P. Moller et J. Randrup, Nucl. Phys. A 514 (1990) 1.
7. J. Engel et al., Phys. Rev. C 60 (1999) 014302.
8. E. Caurier et al., Nucl. Phys. A 653 (1999) 439.
9. I.N. Borzov et al., Z. Phys. A 355 (1996) 117; I.N. Borzov, S. Goriely, J.M. Pearson, Nucl. Phys. A 621 (1997) 307c; I.N. Borzov et S. Goriely, Phys. Rev. C 62 (2000) 035501.
10. G.. Audi, Contribution à cette école.
11. K.L.Kratz, B. Pfeiffer et K.F. Thielemann, Nuck. Phys. A 630 (1998) 352c; B. Pfeiffer, K.L.Kratz, F.K. Thielemann, Z.Phys. A 357 (1997) 235; K.L. Kratz, B. Pfeiffer et F.K.

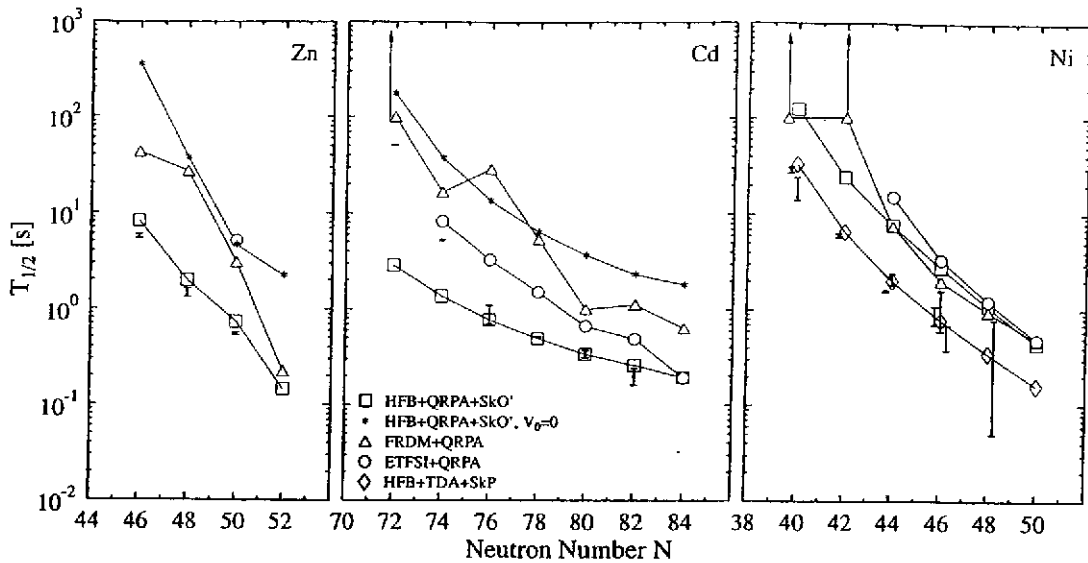


FIG. 40 – Comparaison⁷⁾ entre les temps de vie calculés pour des isotopes de Zn, Cd, Ni avec (HFB+QRPA+SkO') et sans (HFB+QRPA+SkO', $V_0 = 0$) interaction résiduelle dans la voie particule-particule et les résultats obtenus avec (FRDM+QRPA)⁶⁾, (ETFSI+QRPA)⁹⁾, (HFB+TDA+SkP).

- Thielemann, Contribution à Hirschegg XXIV "Extremes of Nuclear Structure", Hirschegg, 15-20 janvier, 1996; B. Chen et al., Phys. Lett. B 355 (1995) 37.
12. J.M. Pearson, R.C. Nayak et S. Goriely, Phys. Lett. B 387 (1996) 455.
 13. E. Fermi, Ric. Sci 2 (1933) part 12; E. Fermi, Zf. Physik 88 (1934) 161.
 14. K. Grotz and V. Klapdor, *The weak interaction in nuclear, particle and astrophysics*, Ed. Adam Hilger (1990).
 15. F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Ed. John Wiley and Sons (1984).
 16. T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254; T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 105 (1957) 1671.
 17. C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
 18. K.S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, Ed. John Wiley and Sons (1998).
 19. Kris L.G. Heyde, *The nuclear shell model*, Ed. Springer and Verlag (1990).
 20. D.J. Rowe, *The nuclear collective motion*, Ed. Butler and Tanner (1970).
 21. P. Ring and P. Schuck, *The nuclear many-body problem*, Ed. Springer and Verlag (1981).
 22. J.P. Blaizot, *Modes d'excitation de spin-isospin des noyaux*, Contribution à "Structure nucléaire aux frontières de la stabilité", École Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 12-16 septembre 1983.
 23. I.S. Towner et al., Contribution à "Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM 95)", Arles, juin 1995; J.C. Hardy et I.S. Towner, Contribution à "Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM 98)", Michigan, juin 1998; I.S. Towner, *The nucleus as a Laboratory for studying Symmetries and Fundamental Interaction*, ed. by E.M. Henley and W.C. Haxton.

24. J. Meyer, Contribution à cette école.
25. N. Van Giai, Prog. Theor. Phys. Suppl. 74-75 (1983) 330.
26. N. Auerbach, A. Klein et N. Van Giai, Phys. Lett. B 106 (1981) 347; N. Auerbach, L. Zamick et A. Klein, Phys. Lett. B 118 (1982) 256.
27. W. Bothe et W. Gentner, Z. Physik 106 (1937) 236.
28. A. van der Woude et références incluses, Nucl. Phys. A 599 (1996)393c.
29. J. Speth, Int. Rev. Nucl. Phys. 7 (1991).
30. G.C. Baldwin et G.S. Klaiber, Phys. Rev. 71 (1947) 3.
31. H. Steinwedel et J.H.D. Jensen, Z.Na. 5a (1950) 413.
32. M. Goldhaber et E. Teller, Phys. Rev. 74 (1948) 1046.
33. E. Lipparini et S. Stringari, Phys. Rep. 175 (1989) 103.
34. O. Bohigas, A.M. Lane et J. Martorell, Phys. Rep. 51 (1979) 267.
35. B. Lauritzen, Nucl. Phys. A 489 (1988) 237.
36. F. Osterfeld, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 491.
37. A. Arima, Contribution à "New Facet on Spin Giant Resonances in Nuclei", 17-20 novembre 1997, Tokyo.
38. E. Caurier et al., Phys. Rev. C 50 (1994) 225; E. Caurier et al., Phys. Rev. C 52 (1995) R1736; E. Caurier, A.Poves et A.P. Zuker, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1517.
39. G. Martinez-Pinedo et al., Phys. Rev. C 53 (1996) 2602.
40. G.F. Bertsch et I. Hamamoto, Phys. Rev. C 26 (1982) 1323.
41. T. Wasaka, Phys. Rev. C 55 (1997) 2909.
42. S. Drozdz et al., Phys. Lett. B 166 (1986) 18.
43. O. Sorlin et al., Phys. Rev. C 47 (1993) 2941; O. Sorlin et al., Nucl. Phys. A 632 (1998) 205; O. Sorlin et al., Nucl. Phys. A 660 (1999) 3.
44. O. Sorlin, Contribution à cette école.
45. P. Vogel et M.R. Zirnbauer, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 3148; J. Engel, P. Vogel et M.R. Zirnbauer, Phys. Rev. C 37 (1988) 731.

DECROISSANCES BETA ET ASTROPHYSIQUE

(Cours donné à l'école la 19^{ème} école Joliot Curie, Septembre 2000)

O. Sorlin

Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS,

15 rue G. Clémenceau,

Bat 100, 91406 Orsay Cedex

e-mail : sorlin@ipno.in2p3.fr

Résumé:

La première partie de ce cours décrit brièvement les enjeux de l'étude de la structure des noyaux exotiques (éloignés de la vallée de stabilité) quant à l'évolution des nombres magiques. On remarque alors l'impact de cette magie au niveau microscopique sur l'abondance des éléments observés dans l'Univers. La complémentarité entre la physique nucléaire et les autres disciplines est essentielle pour la compréhension de processus stellaires explosifs. En particulier, les implications des durées de vie nucléaires, dont une introduction est présentée en seconde partie, sur le développement de nucléosynthèse est illustré au travers de quatre exemples. Les deux premiers se focalisent sur la production des éléments via captures de neutrons, les intérêts astrophysiques évoqués sont la compréhension d'anomalies isotopiques dans des météorites ou la synthèse d'éléments plus lourds que le fer. Le troisième exemple illustre comment les sursauts X, phénomène stellaire longtemps incompris pourrait être expliqué par des captures de protons lors de phases d'accrétion de systèmes binaires. Enfin, l'apport de l'astronomie γ permet de révéler la genèse du microscopique au sein des étoiles. En particulier, la déduction de quantité de masse éjectée de ^{44}Ti dans l'univers dépend de manière critique de sa durée de vie, variable selon la température de l'étoile. Outre des contextes astrophysiques différents, ces quatre exemples montrent la diversité des techniques expérimentales pour produire et déterminer la durée de vie de noyaux.

Abstract :

The first part describes the main challenges in the study of nuclei far from stability, as the evolution of magic numbers. The magic feature of the nuclei has a major impact on the fate of the stars and on the abundance of the elements produced herein. Interactions between other disciplines is essential to describe explosive scenarios in stars. Four implications of half-lives determination of nuclei on the onset of nucleosynthesis are described. The two first focus on the nucleosynthesis via neutron-captures, with the aim of understanding the puzzling abundance ratios in certain inclusions of meteorites and the synthesis of elements heavier than Fe with an r-process. The third one shows how rapid proton captures in binary stars could explain the observation of X-ray bursts. The last example shows how the measurement of the half-life of ^{44}Ti , a nucleus observed with space-based γ -ray telescope, influence the determination of its ejected rate in supernova stars. In these four examples, different techniques to produce nuclei in accelerator and study them through their β -decay are presented.

I. Noyaux exotiques et processus stellaires explosifs:

La description de la matière nucléaire a longtemps été déduite des propriétés spectroscopiques des noyaux stables. De ces études, il a été en particulier démontré que certains édifices nucléaires, constitués d'un nombre magique de protons et/ou de neutrons égal à 8, 20, 28, 50, 82 et 126, sont plus liés que les autres. La présence de gaps d'énergie autour de ces nombres magiques implique que l'énergie qu'il faut fournir pour exciter ces noyaux est bien supérieure à celle qui est nécessaire pour exciter ses proches voisins. La position en énergie des orbitales nucléaires et l'écart entre chacune sont directement liés au champ moyen qui a été utilisé pour ces noyaux. La forme de ce champ moyen est liée à la distribution en masse des nucléons dans le volume du noyau, longtemps modélisée par une fonction de type Woods-Saxon. On sait par exemple que ces nombres magiques sont différents si l'on utilise un champ moyen de type oscillateur harmonique, dont la forme en surface est plus diffuse que celle d'un Woods-Saxon. Certains édifices quantiques, comme les agrégats métalliques sont d'ailleurs mieux modélisés à l'aide d'un oscillateur harmonique, entre autres parce que le terme de potentiel spin-orbite y est très faible. Depuis dix ans environ, la physique nucléaire s'est enrichie de par la possibilité de produire et d'étudier des noyaux éloignés de la vallée de stabilité. Ces noyaux, enrichis en protons ou neutrons ont été appelés exotiques avant même de découvrir que certains d'entre eux, proches de la limite de liaison nucléaire, avaient des propriétés très surprenantes. En particulier, l'étude des noyaux légers riches en neutrons a démontré la présence de neutrons bien au-delà des limites de rayon atteintes par un noyau isobare stable. Par suite, ces noyaux ont été appelés noyaux à halo de neutrons. Expérimentateurs et théoriciens ont alors suggéré pour des noyaux plus lourds très riches en neutrons qu'une des conséquences majeure de ce changement de densité nucléaire se traduit par la disparition progressive de magie à $N, Z = 20, 28, 50, 82\dots$ Ces nombres magiques pourraient être remplacés par d'autres, $N, Z = 16, 40, 70\dots$ selon la manière dont les neutrons vont occuper le noyau.

W. A. Fowler, prix Nobel de physique, fut l'un des pionniers en astrophysique nucléaire à montrer le lien important entre l'existence des nombres magiques et l'observation des pics d'abondances des éléments dans l'Univers. Il établit alors un pont entre le monde microscopique nucléaire et le monde macroscopique astronomique. Il devenait alors également clair que des conditions plus ou moins explosives ont été à l'origine de la production de certains éléments (processus s et r). Lors de conditions stellaires explosives, telles celles qui règnent au cœur d'étoiles de type supernova II, la nucléosynthèse des éléments transite par des noyaux très différents de ceux qui existent sur terre à l'état stable du fait des températures et densités de neutrons extrêmes. Les éléments observés sur terre, dans certaines inclusions de météorites, ou lors d'observations astronomiques sont souvent des « scories » issues des chaudrons cosmiques que sont les étoiles. Ainsi, un des buts de l'astrophysicien nucléaire est de retracer les voies empruntées par la nature pour synthétiser

les éléments. L'étude de la structure nucléaire de noyaux exotiques permet en partie de mieux appréhender ce qui se déroule dans les étoiles en phase explosive, à savoir quelles réactions nucléaires ont lieu, leur vitesse, quelle est l'énergie produite au sein de l'étoile, quels sont les noyaux générateurs des noyaux stables, et en quelle proportion le sont-ils ? Ces questions ne peuvent être résolues qu'avec l'intégration des connaissances issues d'autres disciplines comme l'astronomie (dans ses domaines d'explorations en longueur d'onde les plus divers), l'hydrodynamique (qui permet de modéliser comment une étoile explose, et comment sont expulsés les éléments produits en son sein), la géophysique (à travers notamment l'étude des abondances observées dans des météorites extra-solaires),... Ainsi, et comme nous le verrons dans la suite, la physique nucléaire des noyaux exotiques prend une place importante dans cette quête de la compréhension des abondances des éléments dans l'univers.

II. Décroissance bêta :

L'étude des décroissances bêta de noyaux permet d'accéder à la durée de vie des noyaux, mais aussi à la structure nucléaire des noyaux fils par l'observation de raies d'émission gamma qui dépeuplent les niveaux excités alimentés par décroissance bêta (Fig. 1). Ainsi, la décroissance radioactive vers des noyaux pair-pair permet de déterminer l'énergie de leur premier état excité, alimenté par des états de plus haute énergie ou directement. Cette énergie donne par exemple une première information qualitative quant à leur nature sphérique ou déformée d'un noyau. La décroissance vers des noyaux pair-impair donne souvent accès à

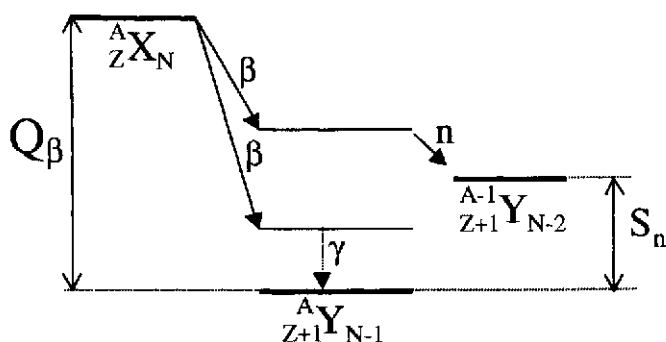
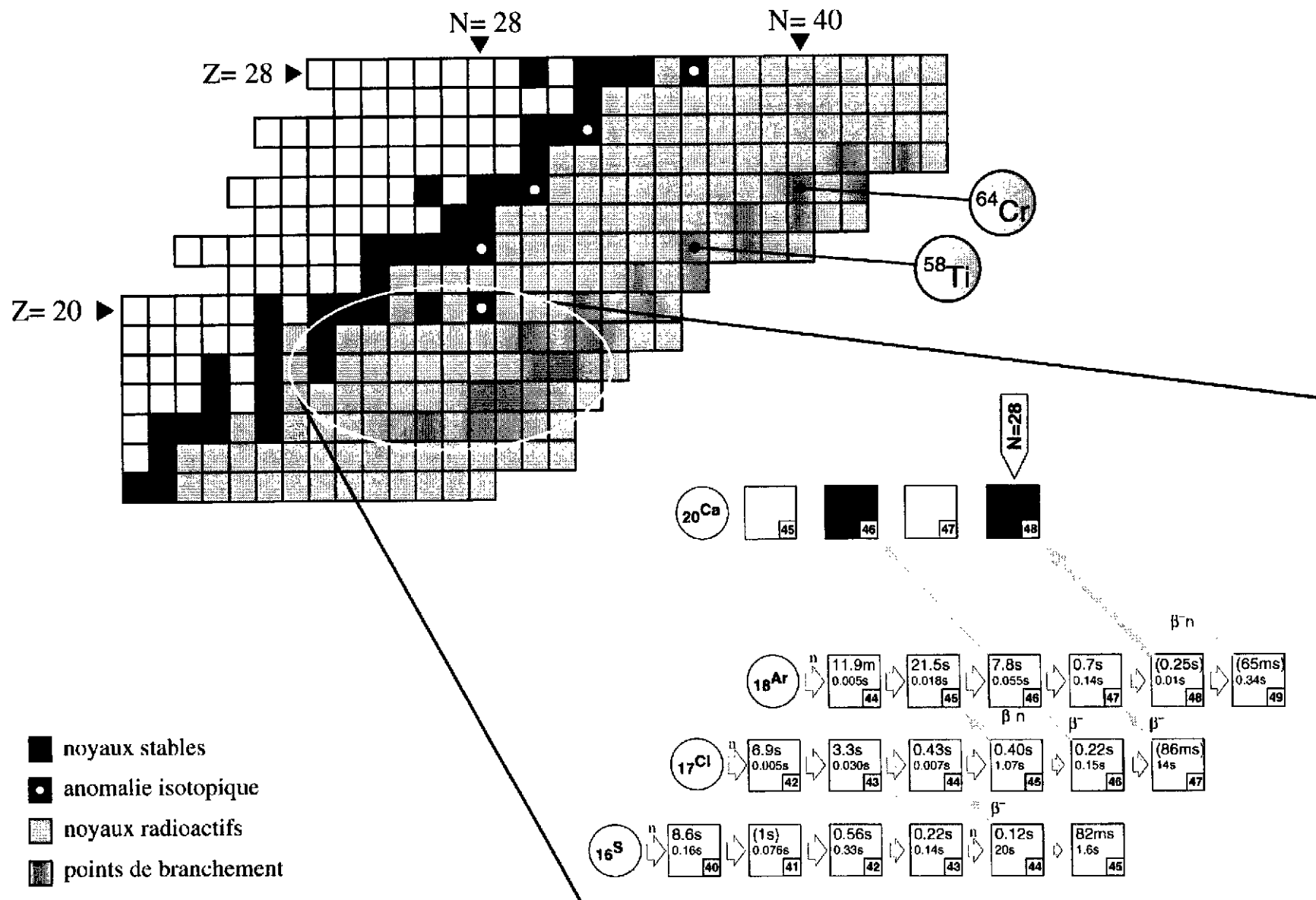


Figure 1 : Exemple de décroissance radioactive βn et $\beta\gamma$. Q_β et S_n représentent respectivement l'énergie disponible lors de la transition et l'énergie de séparation d'un neutron du noyau fils.

la position en énergie des orbitales nucléaires peuplées lors de cette décroissance. Lorsque l'énergie disponible Q_β est supérieure à l'énergie de séparation de neutron S_n du noyau fils, alors l'émission de l'électron β pourra coïncider avec l'émission d'un neutron (Fig. 1). Dans le cas de l'émission βn , qui a lieu pour des noyaux riches en neutrons, le noyau va lors de cette décroissance convertir un neutron en proton puis émettre un neutron. Lors de ces décroissances, les règles de sélection des opérateurs de

transitions (Fermi ou de Gamow-Teller) régissent la probabilité de peupler un niveau (cf. cours Ch. Volpe). Les règles de sélection nucléaire issues d'autres techniques d'étude spectroscopique (l'excitation Coulombienne, les réactions de transfert, la décroissance gamma issue d'états isomériques) étant souvent différentes, la décroissance bêta apporte toujours un complément d'informations quant au spin des niveaux peuplés. Parfois même, elle s'avère être la seule méthode expérimentale accessible à présent pour étudier des noyaux très exotiques, difficilement produits aujourd'hui en laboratoire. Dans la suite, j'illustrerai

l'importance de ces études de décroissance béta au travers de quatre exemples d'intérêt astrophysique qui ne reflètent que quelques facettes de la richesse de ces études.



III. Des inclusions de météorites aux abondances anormales.

L'analyse de composition isotopique d'inclusion de météorites d'origine extra-solaire permet de connaître l'abondance relative des isotopes produits dans un type d'étoile. En effet, certaines inclusions se sont condensées lors du refroidissement d'une étoile après son explosion. Elles voyagent ensuite dans l'espace et le temps et sont parfois piégées dans des substrats plus gros. Elles parviennent sur terre sous forme de météorites et nous livrent leur composition au moment de leur création, au moins pour les inclusions réfractaires dont la composition n'a pas été altérée lors de la formation du système solaire. Ainsi, de nombreuses inclusions riches en CaAl d'un diamètre d'environ 1cm et de couleur blanche ont pu être extraites de la météorite d'Allende d'un poids de deux tonnes, tombée en 1969 au Mexique. Leur température de fusion est de 1500-1900K et elles présentent pour la plupart un enrichissement en isotopes riches en neutron de ^{48}Ca , ^{50}Ti et ^{54}Cr bien supérieur à celui observé dans notre système solaire. En particulier, l'inclusion EK1-4-1 présente des rapports d'abondances isotopiques $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} = 250$ alors que dans le système solaire ce rapport est remarquablement constant et égal à 53. Ce fait semble indiquer que ces inclusions de météorites sont issues d'un milieu stellaire très enrichi en neutrons. Egalement, d'autres inclusions présentent un excès de ^{58}Fe et ^{64}Ni corrélé aux isotopes riches en neutrons de Ca-Ti-Cr [Met]. Ces observations tendent à montrer que tous ces isotopes ont été produits au sein d'un même processus stellaire. Nous pouvons essayer de le caractériser avec la containte de reproduire quantitativement l'ensemble de ces rapports isotopiques. Un des processus préconisé est un mini processus r, dont les conditions de densités de neutrons $d_n = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et de température $T = 8 \cdot 10^8 \text{ K}$ sont un peu plus faibles que celles d'un processus r [Kra91, Sor93]. A l'aide de ces conditions, une suite de capture de neutrons peut s'amorcer à partir de noyaux stables jusqu'au moment où le temps moyen nécessaire pour capturer un neutron devient plus long que celui de décroissance β . Un point de branchement a alors lieu, déviant temporairement la nucléosynthèse vers un élément de Z plus élevé, et donc vers la vallée de stabilité. Le noyau fils va à son tour capturer un ou des neutrons selon la durée de l'explosion et la compétition avec la décroissance β . Si ces captures de neutrons ont lieu très loin de la vallée de stabilité, les noyaux sont parfois émetteurs βn . L'exemple illustré sur la figure 2 montre la localisation des points de branchement en utilisant un calcul paramétrique qui inclut les valeurs de durées de vies expérimentales des $^{44-45}\text{S}_{28-29}$ et $^{45-46}\text{Cl}_{28-29}$ [Sor93, Sor95]. Ces mesures ont été réalisées dans le but de comprendre l'origine du rapport isotopique élevé $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} = 250$ et en particulier l'origine de la faible production de ^{46}Ca . Du fait de la courte durée de vie du ^{45}Cl ($T_{1/2} = 0.4\text{s}$, à comparer avec le temps de capturer un neutron $t_n = 1.07 \text{ s}$), la capture de neutrons dans la chaîne isotopique des Cl, n'atteint pas la masse $A=46$, étant déplétée à $A=45$. Le ^{46}Cl ayant de plus une probabilité mesurée de 60% de décroître par émission βn (P_n), il va de préférence alimenter l' ^{45}Ar . Il existe donc très peu d'isobares $A=46$ qui peuvent être géniteurs potentiels, après décroissance β , du ^{46}Ca . Par ailleurs, la capture de neutrons n'atteint pas cette masse dans la chaîne des S (le point de branchement étant ^{44}S) et la dépasse très largement dans celle des Ar, où l'on trouve les géniteur principaux du ^{48}Ca aux

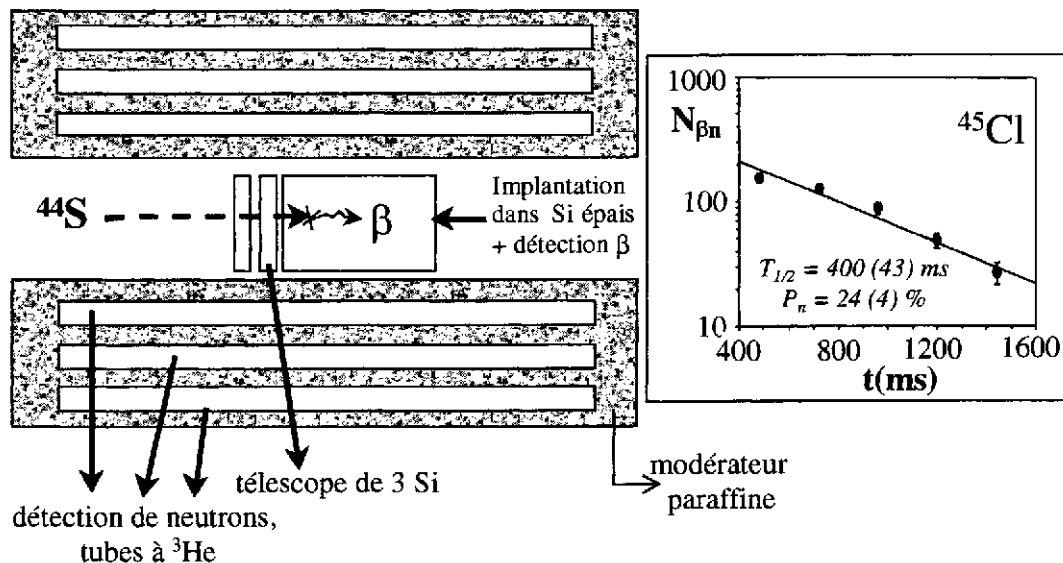


Figure 3 : gauche : schéma de principe de détection β -n. droite : Exemple de détermination de période $T_{1/2}$ en utilisant les coïncidences β -neutrons. La probabilité d'émission de neutron P_n est de 24% pour le ^{45}Cl .

masses $A=48,49$. On voit donc que l'on peut dans ce cadre comprendre, au moins ici qualitativement, la faible production du ^{46}Ca par rapport à celle du ^{48}Ca et ainsi le grand rapport isotopique $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}=250$. Un calcul plus complet a montré qu'il est possible de reproduire les anomalies en Ca-Ti-Cr sous certaines conditions stellaires explosives [Böh98]. Les isotopes de $^{44-45}\text{S}_{28-29}$ et $^{45-46}\text{Cl}_{28-29}$ ont été produits comme faisceaux secondaires par fragmentation d'un projectile de ^{48}Ca au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds et sélectionnés à l'aide du spectromètre LISE3. Le taux de ^{44}S , de ^{45}Cl était par exemple environ de 10 noyaux par secondes. Ils sont identifiés par leur perte d'énergie laissée dans un empilement de détecteurs Si (épaisseurs $300\mu\text{m}$, $300\mu\text{m}$ et 3mm) et par le temps qu'ils mettent pour parcourir l'ensemble du spectromètre. Lorsque l'un de ces noyau est implanté, le faisceau primaire est stoppé durant 1.5 secondes afin de détecter l'émission du β de décroissance et d'éviter d'implanter en même temps d'autres noyaux issus de la réaction de fragmentation susceptibles d'agir comme contaminant pour la mesure. La durée de coupure de faisceau est choisie de manière à laisser le temps à chacun des isotopes implantés un à un de décroître. Un noyau a environ 95% de chances de se désintégrer après 5 fois sa période. La détermination des durées de vie des noyaux sus cités s'est effectuée en utilisant le fait que ces noyaux sont émetteurs βn . Les neutrons émis en coïncidence sont détectés dans des tubes d' ^3He après avoir été thermalisés dans de la paraffine (cf. fig. 3). L'efficacité de détection des neutrons est de 33%. Ainsi, l'on compte le nombre de coïncidences β -neutrons détectées en fonction du temps depuis l'implantation du noyau précurseur. Après 1.5 secondes, un autre noyau est implanté et l'on répète la mesure pour finalement construire un histogramme du type de celui de la Fig. 3 droite. En déterminant le rapport du nombre de coïncidences β -n observées corrigé de l'efficacité de détection $\varepsilon_{\beta n}$ sur le nombre de noyaux implantés, on peut déterminer la probabilité P_n que la décroissance ait lieu par émission βn et non par β seul. Les résultats de ces mesures de périodes et P_n , ainsi que de celles du $^{43}\text{P}_{28}$ [Sor95] ont montré sur le plan structure nucléaire que la fermeture de couche $N=28$ est, pour ces noyaux riches en neutrons, beaucoup moins forte que prévue. Les valeurs de durées de vie mesurées sont d'un

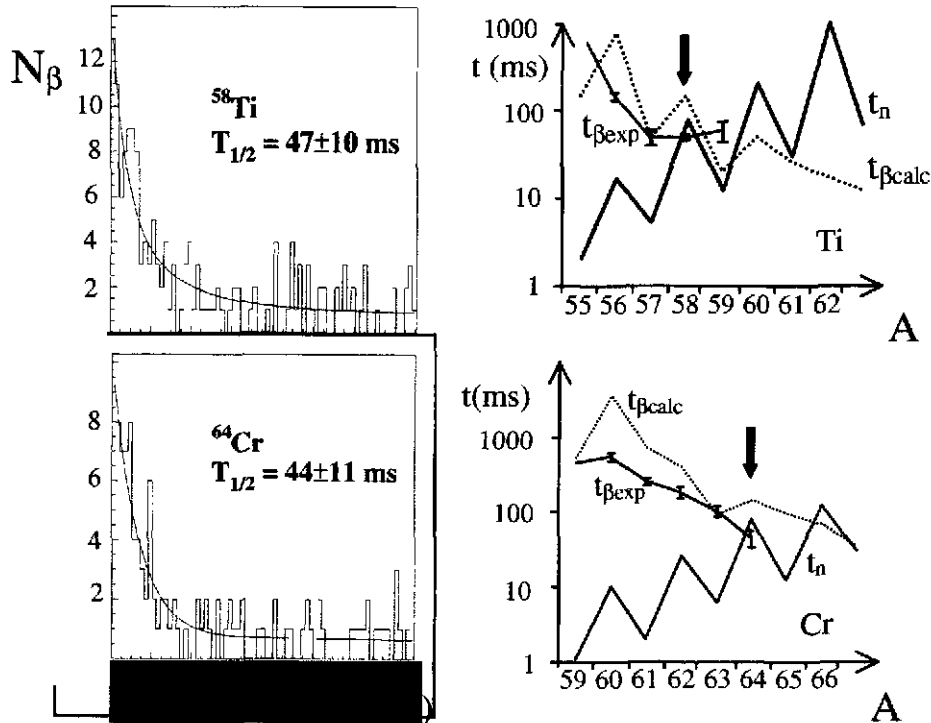


Figure 4 : gauche : détermination des durées de vies du ^{58}Ti et du ^{64}Cr . droite : comparaison des temps de capture de neutrons t_n , des temps de décroissances β calculés $t_{\beta\text{calc}}$ et des valeurs expérimentales $t_{\beta\text{exp}}$. Le calcul de t_n a été réalisé pour $d_n = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $T = 8 \cdot 10^8 \text{ K}$. Les lieux des points de branchement sont indiqués par les flèches verticales.

facteur 3 à 10 plus courte que les prédictions théoriques qui supposaient que la magie permettrait à ces noyaux de rester sphérique. Ces études de décroissances β se sont poursuivies au GANIL sur des noyaux de Z plus élevé afin de déterminer quels pourraient être les géniteurs de noyaux stables plus lourds tels que ^{58}Fe et de ^{64}Ni . Pour des conditions de densité et température similaires à celles qui sont favorables à la compréhension des rapports isotopiques de Ca-Ti-Cr, les points de branchement sont attendus pour le ^{58}Fe et le ^{64}Ni dans les chaînes isotopiques de $Z = 21-24$ (Sc-Cr). Les durées de vie des noyaux de $^{57-59}\text{Ti}$, $^{59-62}\text{V}$, $^{61-64}\text{Cr}$ ont été mesurées afin de comparer les temps de capture neutrons calculés dans chaque chaîne isotopique aux valeurs de périodes. Les résultats expérimentaux de ^{58}Ti et de ^{64}Cr [Sor00] sont présentés figure 4, avec les implications correspondantes sur la localisation des points de branchement.

On peut ainsi remarquer que pour les Ti, la durée de vie β devient plus courte que le temps de capture neutron à la masse 58, alors que pour les Cr, ce branchement apparaît à $A = 64$. Ainsi, en utilisant les mêmes conditions de d_n et T que celles utilisées pour reproduire les surabondances de Ca-Ti-Cr, les isotopes de ^{58}Ti et de ^{64}Cr peuvent être géniteurs de ^{58}Fe et de ^{64}Ni après décroissances β successives. La localisation de ces points de branchement déduite des périodes expérimentales diffère de quelques masses de celle déduite en utilisant les prédictions théoriques de durées de vie $t_{\beta\text{calc}}$ de P. Möller [Möl97] (trait pointillé dans la Fig.4). Il est important de noter que les prédictions théoriques de périodes utilisent les informations de structure nucléaire telles que la masse des noyaux, leur déformation. Pour le

$^{64}\text{Cr}_{40}$, rien n'était connu jusqu'alors, rendant ainsi les prédictions très hasardeuses. En particulier pour cet isotope, le rôle de la fermeture de sous-couche $N=40$ est très important pour le modéliser. Il faut noter que les déductions sur les localisations de points de branchement changent si l'on augmente par exemple la densité de neutrons utilisée dans les calculs, le temps de capture de neutron s'en trouvant ainsi raccourci en proportion. Par ailleurs, les prédictions de temps de capture de neutrons dépendent de la structure des noyaux et en particulier de leur déformation [Rau95] et de la densité de niveaux accessibles pour cette capture (cf. cours de P. Descouvemont). Cette densité varie entre un noyau magique et un noyau déformé, induisant des variations possibles de facteurs 2-3 dans ces réactions. Une autre incertitude réside dans la masse des noyaux, qui n'a pas encore été déterminée pour ceux qui sont aux points de branchement. Elles influencent également le taux de capture.

IV. Processus rapide de capture de neutrons :

Ce processus est décrit en détail dans le cours de S. Goriely. Je me focaliserai donc uniquement sur le rôle des décroissances β dans ce processus après en avoir rappelé quelques points clés. L'augmentation de température et de densité de neutrons au sein d'une étoile explosive conduit à des captures successives de neutrons extrêmement rapides. Les temps moyens de capture de neutrons sont alors 10-100 fois plus courts que les durées de vies des noyaux. La capture de neutrons va donc s'effectuer jusqu'à la limite de photo-désintégration des noyaux. L'énergie de séparation de neutron S_n du noyau $A+1$ devient si faible qu'un équilibre entre la capture de neutron (n,γ) et la réaction inverse (γ,n) s'établit à cet endroit [Kra93]. On s'attend logiquement à ce que ce phénomène s'établisse en particulier aux fermetures de couche neutron où S_n chute brutalement. A chaque endroit où cet équilibre s'établit, on observe une accumulation de noyaux qui doivent attendre la décroissance β pour que la nucléosynthèse puisse continuer à se développer. Ces points d'accumulation constituent les principaux lieux où se situent les géniteurs de noyaux stables. L'étude des fermetures de couches neutrons pour des noyaux situés loin de la vallée de stabilité est donc fondamentale puisque environ la moitié des éléments lourds y sont fabriqués. L'influence d'une érosion de magicité aux fermetures de couche influence d'ailleurs très fortement l'abondance des éléments produits [Che95]. Certaines théories actuelles invoquent la progressive disparition des effets de couches nucléaires $N=50$ et $N=82$ pour des noyaux présentant un grand excès de neutrons. Ces études constituent un défi pour le futur. D'ores et déjà, des mesures de durées de vie ont été effectuées autour de $N=50$ jusqu'au $^{79}\text{Cu}_{50}$ au CERN [Kra91]. Celles-ci ont montré la validité du concept de point d'attente et de fixer des conditions de températures stellaires et de densités de neutrons permettant de reproduire les abondances des éléments autour de la masse 80. Plus récemment, les noyaux $N=82$ de $^{130}\text{Cd}_{82}$ et de $^{129}\text{Ag}_{82}$ ont été étudiés [Kra00]. Ces noyaux ont été produits par réactions de spallation induites par la collision de protons de 1.4 GeV du CERN sur une cible épaisse d' ^{238}U . Les noyaux diffusent hors de la cible puis sont ionisés. Cette ionisation doit être extrêmement sélective de manière à extraire les quelques noyaux intéressants produits parmi les milliards d'autres noyaux produits. Ils sont ionisés par triple excitation induite par un laser, ceci permettant une sélection en Z , puis sont triés en masse à l'aide du séparateur ISOLDE. La

période de l' ^{129}Ag a été obtenue à l'aide du spectre de nombre de coïncidences β -n en fonction du temps (Fig. 5) après soustraction de la contribution restante de l'isobare ^{129}In . Ces mesures sont très délicates du fait de la difficulté de produire ces noyaux et de les sélectionner. Chaque étude de noyau nécessite un développement particulier au niveau de l'ajustage des fréquences des laser. Un exemple d'implication de ces mesures de périodes sur l'abondance des éléments produits lors d'un processus r est montré sur la figure 6.

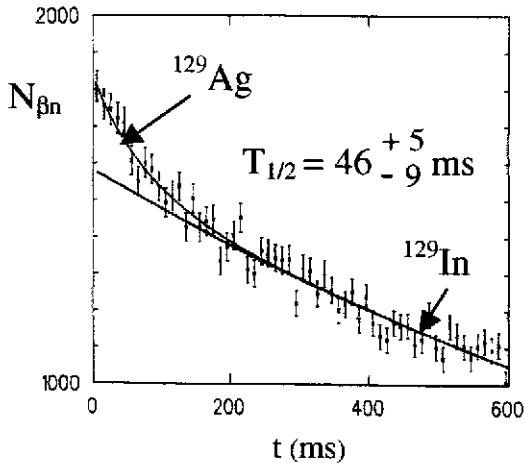


Figure 5 : Détermination de période de ^{129}Ag après soustraction de la contribution de ^{129}In .

Les quatre tableaux de cette figure utilisent les mêmes conditions stellaires mais des durées de vie des noyaux $N=82$ de Cd et Ag variant de 20 ms à 750 ms. On voit une claire variation de la forme du pic d'abondance autour de la masse $A=130$, et une variation de plus d'un facteur 10 de l'abondance des éléments produits au-delà. Les résultats d'abondance des éléments obtenus par ce calcul paramétrique sont probablement très différents de ceux qui seraient donnés par un calcul utilisant des conditions plus réalistes de profil de densités de neutrons et de

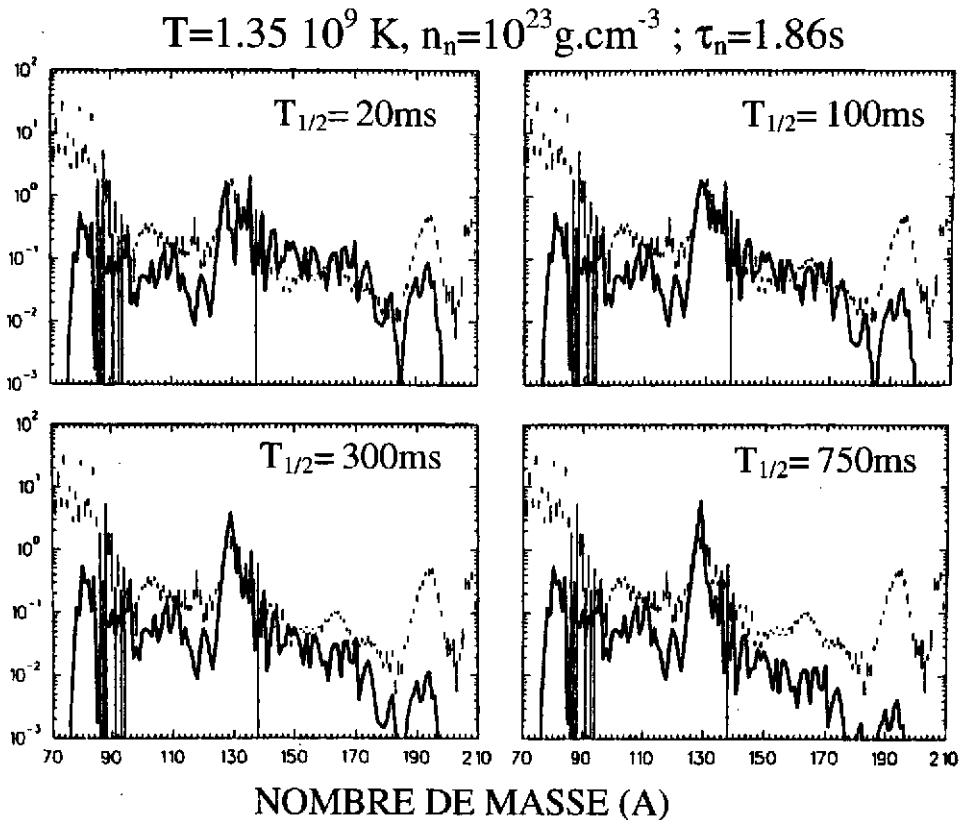


Figure 6 : Abondances des éléments produits (trait plein) en utilisant un calcul paramétrique dont les conditions de température, de densité de neutrons et de durée d'irradiation sont inscrits en haut de la figure. Elles sont comparées aux abondances solaires r (points). Voir le texte pour plus de détails et la réf. [Kra98].

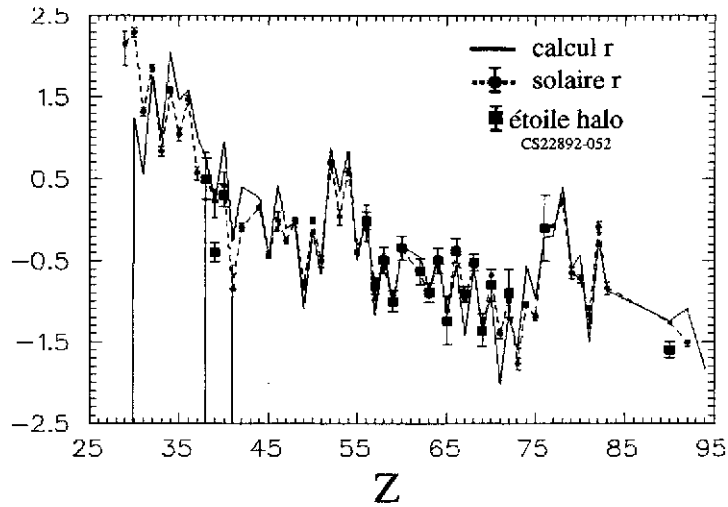


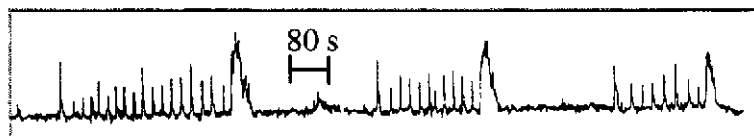
Figure 7 : Comparaison des abondances des éléments solaires r (ronds), des calculs (traits pleins) et des observations astronomiques d'une étoile du halo galactique (carrés) [Cow99].

température en fonction du temps. Néanmoins, ce type de calcul permet d'isoler l'effet des durées de vie sur la globalité des calculs et d'en souligner l'importance.

Les progrès récents en astronomie ont permis d'accéder à la composition en éléments d'étoiles du halo galactique. Les observations faites à l'aide du spectrographe Keck I ont montré que le profil d'abondance des éléments des étoiles de faible métallicité est similaire à celui que l'on trouve dans le système solaire [Cow99]. Les étoiles de faible métallicité correspondent à des étoiles peu enrichies en Fer, et sont donc au début de leur évolution cosmique puisqu'au cours du temps les étoiles s'enrichissent progressivement en éléments lourds produits par nucléosynthèses successives. Il semble donc de par cette observation que la nature reproduit au cours du temps une nucléosynthèse de type r à l'identique de profil d'abondance de type solaire, au moins pour les éléments de $Z \sim 37$ et $Z > 55$ pour lesquels les observations ont été réalisées. Le calcul d'abondance r présenté est également en très bon accord avec les observations [Cow99].

V. Processus rp :

Ce processus pourrait avoir lieu lors d'accrétion de matière de type Hydrogène sur une étoile à neutrons. La moitié des étoiles observées dans l'univers vivent en symbiose avec une étoile compagne, mais lorsque par exemple l'enveloppe de l'une d'elle augmente fortement (dans le cas d'une géante rouge par exemple), elle peut être happée plus ou moins violemment par l'autre étoile. La violence de ce phénomène étant d'autant plus importante que l'étoile « cannibale » est dense, comme ceci est le cas pour une étoile à neutron. Les couches d'H sont chauffées à très haute température (jusque 10^9 K) et sont fortement compressées lors de ces accrétions, induisant alors des réactions nucléaires de captures d'H (protons) de type CNO



sursaut X MXB 1730-335

Figure 8 : Exemple de variabilité temporelle d'un sursaut X. Une durée de 80 secondes est schématisée sur la figure. Certains sursauts présentent des variabilités de l'ordre de la seconde, d'autres de l'ordre de la minute. Des flashes très courts sont souvent suivis d'un beaucoup plus long, de luminosité plus grande.

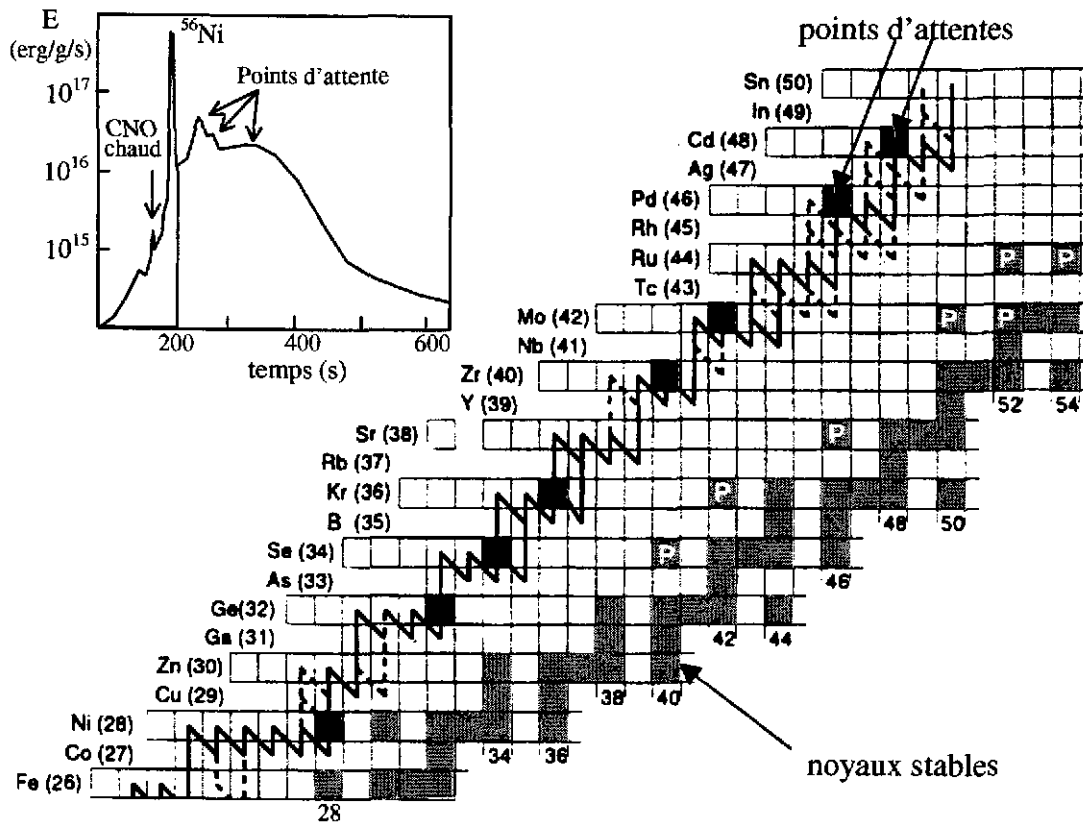


Figure 9 : Développement du processus rp au-delà du ^{56}Ni . Les points d'attente sont représentés par des carrés sombres au voisinage de la limite de liaison nucléaire. La courbe en haut à gauche traduit l'évolution temporelle calculée de l'énergie libérée par le sursaut X avant et après la production du ^{56}Ni qui correspond au maximum de la courbe. D'après la réf. [Wie99].

chaud puis triple α qui peuvent rapidement mener à la synthèse du ^{56}Ni . Ces réactions nucléaires produisent en quelques dizaines secondes des quantités d'énergie importantes (10^{38} erg/s) qui fluctuent selon le flot d'accrétion. Elles sont reflétées sous forme de sursauts d'énergies dans le domaine des rayons X (cf Fig. 8).

Il est remarquable de voir que le noyau de ^{56}Ni constitue un point d'attente important qui va ralentir le processus puisqu'à chaque fois que celui-ci capture un proton, le noyau produit se photo-désintègre presque instantanément en raison de la température très importante de l'explosion et de la valeur du Q de réaction de capture très défavorable. Il s'établit donc un équilibre entre la réaction (p,γ) et la réaction inverse (γ,p) semblable à ce qui se déroulait dans le processus r , mais de l'autre côté de la vallée de stabilité. Une fois de plus, la structure nucléaire joue un rôle clé : ici l'extrême énergie de liaison du noyau doublement magique ^{56}Ni , combinée à sa longue durée de vie de 6 jours environ, enfreint le développement du processus explosif. La production d'énergie diminue, la couche accrétée se refroidit jusqu'à une température qui permettra au noyau $Z+1$ de ne plus être détruit sitôt qu'il était produit. La nucléosynthèse reprend alors, se heurtant souvent aux noyaux situés à la limite de liaison nucléaire dans les chaînes isotopiques de Ge, Se, Kr, Zr, ... devant attendre la décroissance β^+ de ces noyaux avant de capturer à nouveau un proton. Les modulations de forme de la courbe d'énergie de la Fig. 9 après le pic principal sont le reflet de l'existence de ces points d'attente,

l'énergie libérée par réaction nucléaires chutant à chaque fois^a. La connaissance de la limite de liaison nucléaire, ainsi que des énergies de liaisons de ces noyaux fixe donc les « chemins » de nucléosynthèse à une température donnée. Selon les pièges rencontrés, la capture de protons pourrait atteindre la région du noyau doublement magique ^{100}Sn [Wie99]. Dans le cas de certains points d'attentes, il est possible que la capture de 2 protons, en transitant par un noyau non lié, puisse permettre au processus de continuer à se développer sans attendre la décroissance β^+ . Cette éventualité est schématisée sur la fig. 9 pour le $^{76}\text{Sr}_{38}$. Elle est beaucoup moins probable dans le cas du ^{80}Zr , car le noyau de ^{81}Nb par lequel transite cette double capture, est calculé comme fortement non-lié. A cet endroit, le processus devra alors attendre la décroissance radioactive et va accumuler des noyaux de ^{80}Zr qui vont ensuite alimenter par filiation radioactive des noyaux stables de masse $A=80$. Les prédictions de durées de vie du ^{80}Zr dépendent assez fortement de sa masse et de sa déformation, inconnues jusqu'à présent. En combinant les incertitudes sur le calcul de la période $T_{1/2}$ de ce noyau dues à la méconnaissance de sa masse et à sa déformation, les prédictions varient entre 3 et 25 secondes [Sch98] (Fig. 10). La faible énergie du premier état excité du ^{80}Zr (noyau comportant un nombre de nucléons $N=Z=40$) semble montrer qu'il est extrêmement déformé^b, en accord avec les prédictions FRDM de P. Möller qui donnent $\epsilon_2 \sim 0.4$ (Fig. 10).

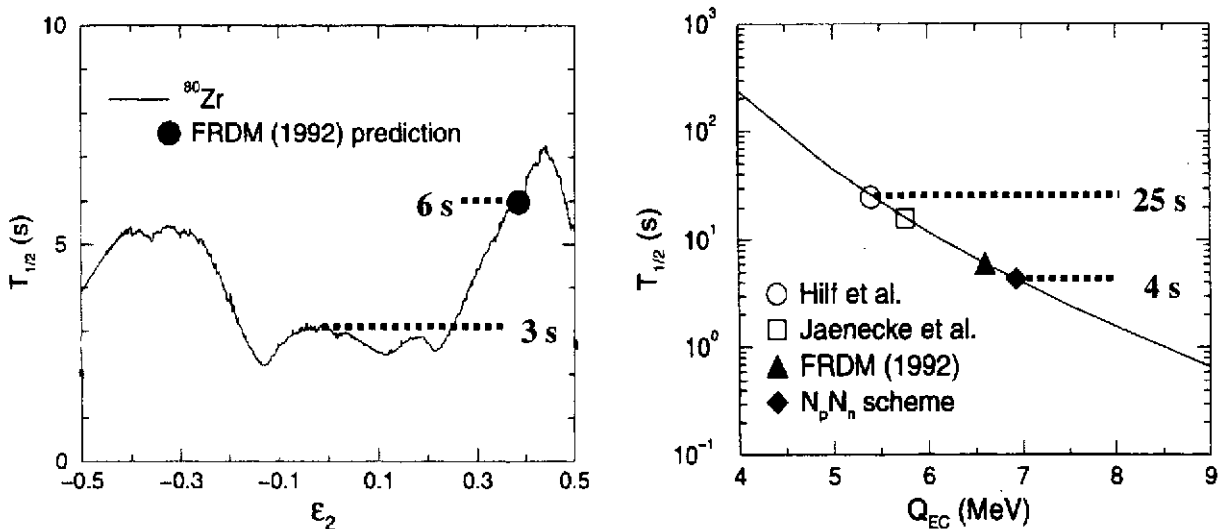


Figure 10 : *gauche* - Prédications de durée de vie $T_{1/2}$ en fonction de la déformation du noyau ϵ_2 - *droite* - de l'énergie Q disponible pour sa décroissance. Les symboles sur la courbe de droite indiquent les valeurs de périodes obtenues avec différentes estimations des masses et donc du Q disponible [Sch98].

La détermination expérimentale de la durée de vie de ce noyau conditionne le flux de noyaux de masse $A=80$ accumulé, l'évolution de l'énergie libérée par l'explosion et son temps caractéristique. Sa durée de vie a été mesurée récemment au laboratoire d'Oak Ridge [Res00] (Etats Unis). Le ^{80}Zr a été produit en bombardant une cible enrichie en ^{24}Mg par un faisceau de ^{58}Ni à 195MeV délivré par un accélérateur de type TANDEM puis sélectionné en A/Q par

^a Les flashes très bref observés figure. 8 (également Fig. 9 insert à gauche) pourraient provenir d'une combustion partielle des couches accrétées en raison de densités et températures trop faibles, les réactions nucléaires ne parvenant alors pas au delà du ^{56}Ni

^b Les énergies 2^+ (290keV) et 4^+ (828keV) de ce noyaux lui confèrent une allure proche de celle d'un rotor rigide pour lequel $E(4^+)/E(2^+)=3.3$.

un spectromètre et implanté sur un dérouleur de bande. Celui-ci était entouré de quatre détecteurs Ge ségmentés dont un sensible aux photons de basse énergie et d'un détecteur plastique pour collecter les β de décroissance radioactive. La bande restait en position fixe pendant 20 secondes de manière à collecter le ^{80}Zr , puis était déroulée pour évacuer les produits de filiation. Par cumul de cycles, un spectre d'électron de décroissance en fonction du temps a pu être construit afin de déterminer la période du noyau. La grande difficulté de cette mesure résidait dans le fait de la contamination en électrons très importante par d'autres noyaux, mieux produits que le ^{80}Zr dont la section efficace de production est de quelques μbarn . En utilisant la connaissance d'une transition isomérique à 84keV dans le noyau fils de ^{80}Y , retardée par rapport aux transitions γ normales d'une durée de vie de 4 μs , les électrons de décroissance du ^{80}Zr ont été validés seulement s'ils étaient suivis par un photon de 84keV dans une gamme de temps de 20 μs . Cette coïncidence β - γ -retardé permet de s'affranchir du bruit de fond en e^+ et de déduire que $T_{1/2} = 4.1(6)\text{s}$.

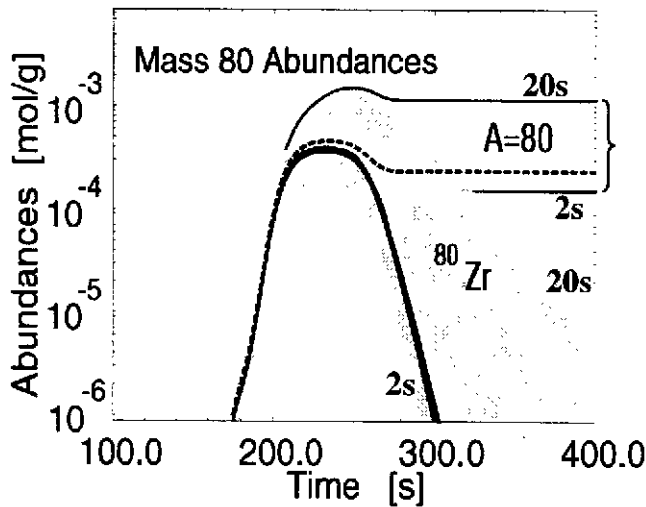


Figure 11 : Profil d'abondance du ^{80}Zr et des noyaux de masse $A=80$ (produits par filiation) en fonction du temps pour différentes valeurs de durée de vie du ^{80}Zr allant de 2s à 20s (zones ombrées). Avec la détermination expérimentale de 4s, les profils de production du ^{80}Zr et $A=80$ sont représentés par le trait plein épais et en tiret respectivement [Res00].

Cette mesure permet de mieux estimer le profil d'abondance de production du ^{80}Zr en fonction du temps (Fig.11 trait plein épais) ainsi que de ses descendants de masse $A=80$ (trait pointillé). Les zones grisées délimitent les incertitudes sur la production de ^{80}Zr et de ses descendants en prenant une durée de vie de 2s à 20 secondes. Du fait de sa relativement courte durée de vie mesurée (4s), le ^{80}Zr disparaît assez rapidement, et on ne produit pas de quantité trop importante de noyaux $A=80$. Ce type d'événement stellaire produit d'après les calculs des quantités très importantes d'éléments de type p (reportés sur la Fig. 9). En particulier, les ^{84}Mo , ^{92}Pd , ^{96}Cd pourraient être géniteurs directs des éléments p de ^{84}Sr , ^{92}Mo , ^{96}Ru . L'origine de la production de ces noyaux dans l'univers

est encore aujourd'hui mal connue. Les sursauts X pourraient en être à l'origine, si toutefois de la matière parvient à être éjectée de ces accrétions violentes sur des étoiles à neutrons sous forme de vents stellaires par exemple. Jusqu'à présent les astrophysiciens pensent plutôt que rien n'est éjecté d'une étoile à neutron !

VI. Décroissance β et astronomie γ :

Les supernovae sont les principales sources d'activités galactiques. Le profil de leurs courbes de luminosité reflète la décroissance des noyaux radioactifs produits, dont principalement le ^{56}Ni et ses descendants (Fig. 12). Ce rayonnement nucléaire chauffe les couches de l'étoile qui donnent un rayonnement visible dont la décroissance en fonction du

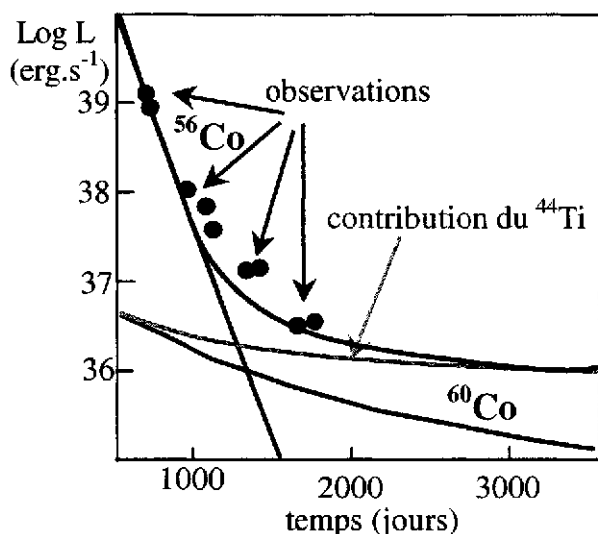


Figure 12 : Courbe de luminosité de la supernova SN1987A. Les contributions des différents noyaux radioactifs de ^{56}Co , ^{60}Co , et de ^{44}Ti sont indiquées en traits pleins [Tim96]. Les observations sont indiquées sous forme de points.

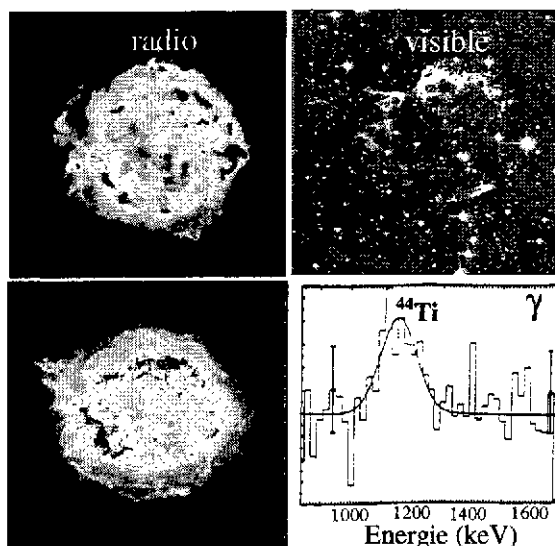


Figure 13 : Observation de CasA dans divers domaines de longueurs d'onde. Les images radio et X sont en fausses couleurs. L'imagerie γ montre la raie du ^{44}Ti [Iyu94] observée par le télescope COMPTEL à bord du satellite GRCO.

temps est reliée aux temps d'extinction des noyaux. Après décroissance du ^{56}Ni ($T_{1/2}=5.9\text{j}$) puis de son descendant le ^{56}Co (environ 4 ans), la contribution de luminosité due à d'autres noyaux radioactifs de plus longue durée de vie tels le ^{60}Co et ^{44}Ti sont visibles sur la figure 12 [Tim96]. Les raies γ caractérisant la décroissance d'isotopes radioactifs ont été observées dans plusieurs supernovae [Dup97, Iyu98] grâce au télescope γ COMPTEL embarqué sur le satellite Compton Gamma Ray Observatory. Ces noyaux sont supposés être produits par des réactions de capture de α pendant l'explosion de l'étoile. Leur abondance dépend de manière critique de la température et de la densité qui règne dans ces phases explosives. L'observation quantitative de la raie caractéristique de la décroissance du ^{44}Ti permet alors de contraindre les modèles d'explosion stellaire quant aux conditions qui y règnent et à la fraction de masse de l'étoile qui est éjectée. La seule source indubitable observée jusqu'alors de ^{44}Ti est issue du rémanent de supernova Cassiopeia A (CasA) qui a explosé il y a environ 300 ans à une distance de 3 kpc (~ 10000 années lumières). L'observation de cette supernova a été effectuée dans de nombreux domaines de longueurs d'ondes (cf. Fig. 13) permettant ainsi de caractériser son explosion. Le diamètre de l'étoile observé est de 4pc^2 et sa vitesse d'expansion de 16 millions de km.s^{-1} . L'astronomie γ permet non pas seulement de connaître les éléments produits (astronomie X), mais pour certains cas d'obtenir la production d'un isotope donné. D'après le flux de γ de ^{44}Ti observé F_γ dans le télescope, la distance de cette source D et son diamètre, on peut en déduire la masse de ^{44}Ti éjectée $M(^{44}\text{Ti})$ au moment de l'explosion. Il faut pour cela tenir compte de la proportion de ^{44}Ti qui a décru depuis 300 ans (t_{expl}) du fait de sa durée de vie $T_{1/2}$ de 46(20) ans, selon la relation suivante [Gör98]:

$$M(^{44}\text{Ti}) = 10^4 F_\gamma [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \times \frac{D^2 [\text{kpc}]}{0.7/T_{1/2} e^{-\ln 2 t_{\text{expl}}/T_{1/2}}}$$

En raison de l'incertitude sur la durée de vie du ^{44}Ti , la masse éjectée estimée de ^{44}Ti varie alors entre 1 et $10 \cdot 10^4$ masse solaire. C'est pour cette raison qu'une détermination plus précise était nécessaire. La technique de mesure de cette durée de vie longue est sensiblement

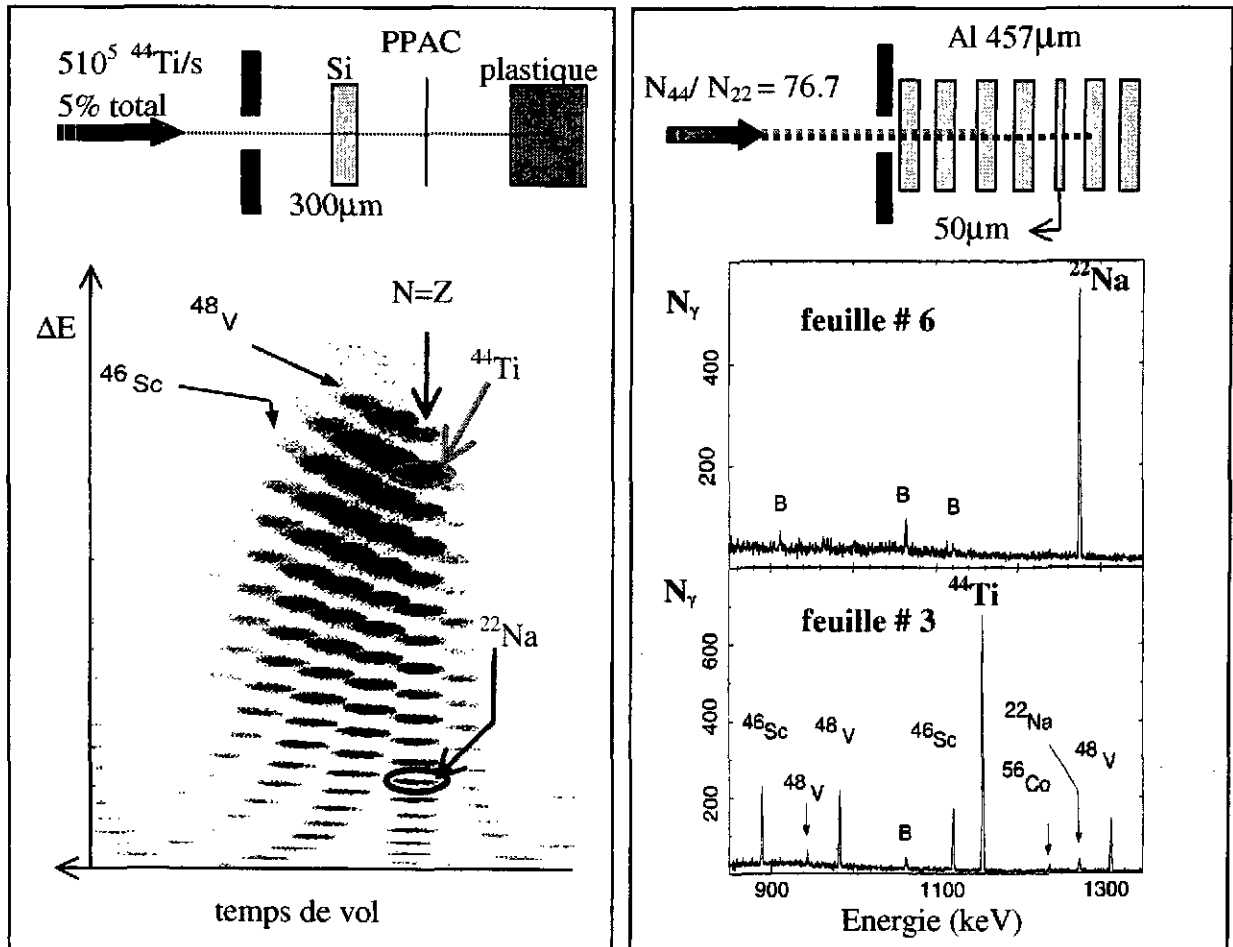


Figure 14 : *gauche* – Identification des noyaux produits lors de la réaction de fragmentation et sélectionnés par le spectromètre A 1200. *droite* – Détermination de l'activité de ^{22}Na et ^{44}Ti implantés dans les feuilles d'Al #6 et #3. Les raies γ attribuées aux deux noyaux sont indiquées. Les autres correspondent à d'autres noyaux implantés ou à du bruit de fond (noté B). D'où provient d'après-vous la présence de ^{22}Na dans la feuille 3 ?

différente de celles vues aux chapitres précédents et utilise la durée de vie du ^{22}Na ($T_{1/2} = 2.6$ ans) comme référence. Pour cela, les noyaux de ^{44}Ti et de ^{22}Na ont été produits simultanément à l'accélérateur NSCL de MSU par fragmentation d'un faisceau de ^{46}Ti à une énergie de 70 A.MeV sur une cible de Be [Gör98]. Les noyaux ont été sélectionnés par un spectromètre et identifiés par leurs temps de vol et leur pertes d'énergies dans un ensemble de détecteur de Si et de scintillateur plastique (Fig. 14 gauche). Le détecteur de Si permettrait d'identifier clairement les noyaux et d'en déduire le rapport de production entre le ^{44}Ti et le ^{22}Na . Les détecteurs étaient ensuite remplacés par un empilement de feuilles d'Al dans lesquelles étaient implantés les noyaux (Fig. 14 droite-haut). Ceux-ci ayant un parcours différent (le ^{22}Na ayant un Z plus faible que le ^{44}Ti), ils étaient implantés dans les feuilles 6 et 3 respectivement. Après 30 heures d'irradiation de ces feuilles, et de contrôle de faisceau régulier à l'aide du télescope de détecteurs Si + plastique et du détecteur à localisation de faisceau en

positionnement x-y (PPAC), les feuilles sont placées face à des détecteurs Ge afin de détecter leurs raies de décroissance γ caractéristiques. Le ^{44}Ti et le ^{22}Na émettent des raies à des énergies de 1157^c et 1274^d keV respectivement. En comptant le nombre de photons collectés, l'activité relative A_{44}/A_{22} entre les deux noyaux est déduite. Ainsi, on peut déterminer la durée de vie T_{44} du ^{44}Ti connaissant celle du ^{22}Na et le rapport de noyaux implantés ($N_{44}/N_{22}=76.78$) à l'aide des relations suivantes :

$$A = \lambda N = \frac{\ln 2 N}{T}, \quad \frac{A_{44}}{A_{22}} = \frac{N_{44}}{N_{22}} \times \frac{T_{22}}{T_{44}}$$

Le comptage du nombre de photons dans chaque pics à 1157 et 1274 keV permet de déterminer que $A_{44}/A_{22}=3.32$ et donc que la durée de vie du ^{44}Ti est $T_{44}=60.3\pm 1.3$ ans. Grâce à cette détermination plus précise de la durée de vie du noyau de ^{44}Ti , l'incertitude sur la masse de ^{44}Ti éjectée de l'étoile se trouve considérablement réduite :

$$M(^{44}\text{Ti}) = 4 \pm 1 \cdot 10^{-4} \text{ en unité de masse solaire [Gör98]}$$

Toutefois, l'histoire ne s'arrête pas là, car le ^{44}Ti est un noyau qui décroît par capture électronique. Ainsi, si ce noyau est ionisé au cœur des étoiles du fait de la température très

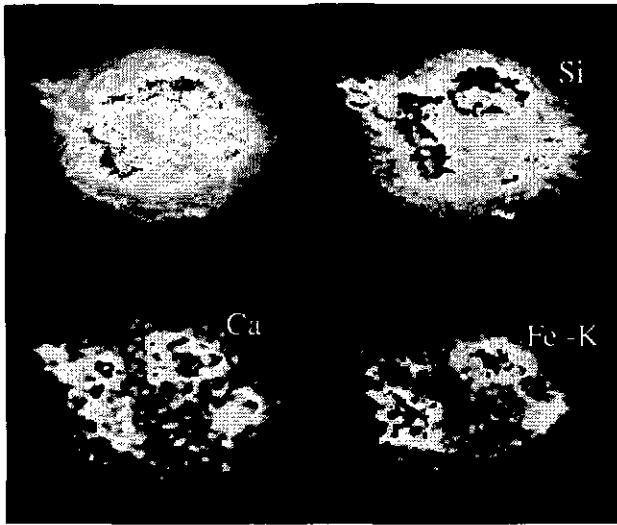


Figure 15 : Observation aux rayons X du rémanent de supernova casA par le satellite Chandra. Elles montrent la différence spatiale entre les divers éléments éjectés.

grande qui y règne, alors sa durée de vie va changer [Moc99]. A la limite s'il est complètement ionisé, ce noyau deviendrait stable, n'ayant pas d' e^- à capturer pour décroître. Les physiciens qui modélisent les explosions d'étoiles pensent que cet effet est mineur puisque l'étoile se refroidit assez rapidement lors de son expansion. Le noyau ne serait donc ionisé que pendant peu de temps comparativement aux 300 ans écoulés depuis l'explosion. Toutefois, les observations très récentes dans le domaine des rayons X du satellite CHANDRA [Cha] de la supernova casA ont révélé bien des surprises quant à la manière dont une étoile explose, dont les couches sont chauffées et dont les différents éléments sont expulsés

dans l'univers. Alors qu'il était communément admis que l'explosion se développait de façon concentrique pour toutes les couches de l'étoile où les éléments sont produits, les observations ont montré que la distribution des éléments de Si, Ca et Fe sont clairement non isotropes. On peut voir que ces distributions diffèrent selon les éléments et revêtent plutôt la forme de grumeaux pour le Ca et le Fe (Fig. 15)! D'autres incertitudes comme celles dues à l'opacité de

^c Le ^{44}Ti décroît par capture électronique (CE) vers le ^{44}Sc qui à son tour décroît par CE et β^+ vers le ^{44}Ca avec émission d'une raie à 1157 keV dans 99.87% des cas.

^d Le ^{22}Na décroît par émission β^+ suivie dans 99.96% des cas de l'émission d'un photon de 1274 keV.

l'étoile ou sa distance vont aussi compliquer les déductions quant à la déduction de masse éjectée. Néanmoins, l'astronomie γ , s'avère être un moyen fascinant de plonger au cœur du monde microscopique au sein de structure macroscopique comme les étoiles. Le lancement prévu du satellite INTEGRAL et en particulier l'utilisation de son spectromètre à haute résolution en énergie SPI (ensemble de détecteurs Ge, cf. cours de B. Cordier) permettra de détecter les raies de décroissances d'un noyau produit avec une résolution bien supérieure à celle de GRACO qui utilise des détecteurs NaI (Fig. 13). Il apparaît alors clairement que les techniques de détection modernes utilisées en laboratoire pour détecter les photons γ (détecteurs Ge segmentés, et méthode de γ -tracking) seront un jour implantées à bord des satellites qui à leur tour transmettront au monde scientifique des informations qui devront être analysées par des disciplines de physique multiples et confrontées aux observations dans des domaines de longueur d'onde différents. La lumière dévoilera alors probablement d'autres secrets...

Quelques conclusions et perspectives :

Les études précédentes ont montré des techniques expérimentales variées pour produire et étudier la durée de vie de noyaux. Le rôle de ces noyaux dans des processus astrophysique est également multiple, bien que tout ce qui ait été présenté soit basé sur des modèles. En effet, le rôle des astrophysiciens est de décoder les messages transmis par les étoiles sous formes d'ondes dont les énergies caractérisent des phénomènes de l'échelle macroscopique jusqu'à la dimension nucléaire. Egalement, des inclusions réfractaires de météorites recèlent des informations précieuses sur la composition des éléments pour lesquels l'érosion temporelle s'est quelque peu atténuée, préservant ces abondances quasi-intactes depuis leur synthèse. Le physicien nucléaire tente quant à lui de modéliser un objet quantique, le noyau, composé de N corps en interaction forte et à courte portée soumis aux principes quantiques qui lui confèrent un flou spatio-temporel mais dont l'énergie contenue permet en particulier à des systèmes stellaires de vaincre la gravitation et de fournir les conditions propice à la synthèse de noyaux. Les défis de chacune des disciplines sont nombreux et l'on peut citer par exemple qu'après 25 ans environ de discussion sur le processus r, aucun site stellaire n'est clairement défini à son sujet. Les calculs hydrodynamiques actuels ont encore du mal à comprendre comment une supernova peut exploser et ne pas imploser indéfiniment. La physique de la dynamique nucléaire peut en ce sens livrer des valeurs de coefficients d'incompressibilité nucléaire qui sont utilisés pour comprendre comment une étoile passe de la phase d'implosion à celle d'explosion après rebond sur de la matière nucléaire. Par ailleurs, le monde des noyaux a longtemps été modélisé à partir des noyaux stables. Des brèches semblent effriter certains « dogmes » de physique nucléaire tels l'augmentation linéaire du volume du noyau en fonction du nombre de nucléon ou l'existence de nombres magiques immuables quel que soit la proportion de neutrons et de protons dans le noyau. Les projets de faisceaux radioactifs permettront d'éclaircir ces questions et peut-être d'imaginer en conséquence des « chemins » de nucléosynthèse assez différents de ceux imaginés aujourd'hui...

Références :

- [Böh98] W. Böhmer et al., proceedings of XXVI Conference on Gross Prop. of Nuclei and Nuclear Excitations, 1998, Nuclear Astrophysics, Hirscheegg, eds. M. Buballa et al., (GSI Darmstadt 98 : ISSN 0720-8715), p. 305-313.
- [Cha] site Web de Chandra : <http://chandra.harvard.edu>.
- [Che95] B. Chen et al., Phys. Lett. B 355 (1995) 37.
- [Cow91] J. J. Cowan et al., Phys. Rep. 208 (1991) 267.
- [Cow99] J. J. Cowan et al, Astrophys. J. 521 (1999) 194.
- [Dup97] C. Dupraz et al., Astron. Astrophys. 324 (1997) 683.
- [Gör98] J. Görres et al., Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2554.
- [Iyu94] A. F. Iyudin et al., Astron. Astrophys. 284 (1994) L1.
- [Iyu98] A. F. Iyudin et al., Nature 396 (1998) 142.
- [Kra91] K.-L. Kratz et al, proceedings of the 1st Europ. Biennial Workshop on Nucl. Phys., Megève, 1991, eds. D. Guinet and J. P. Prizzi, World Scientific, p. 218.
- [Kra93] K.-L. Kratz et al., Astrophys. J 403 (1993) 216.
- [Kra98] K.-L. Kratz et al, Nucl. Phys. A 630 (1998) 352c.
- [Kra00] K.-L. Kratz et al., Hyperfine Interactions 129 (2000) 185. et M. Hannawald et al., Phys. Rev.C. 62 (2000) 054301.
- [Met] références sur inclusions de météorites :
- A. N. Nathan et al., Phys. Rev. C 16 (1977) 1566.
 - B. J. Volkening et D. A. Papanastassiou, Astrophys. J. Lett. 347 (1989) L43.
 - C. R. D. loss et G. W. Lugmair, Astrophys. J. Lett. 360 (1990) L59.
 - D. J.-L. Birck et J. C. Allègre, Geophys. Lett. 11 (1984) 943.
 - E. T. Lee et al., Astrophys. J. Lett. 220 (1978) L21.
- [Moc99] Y. Mochizuki et al., Astron. Astrophys. 346 (1999) 831.
- [Möl97] P. Möller et al., At. Data and Nucl. Data Tables 66 (1997) 131.
- [Rau95] T. Rauscher et al., proceedings of the ENAM conference 1995, Arles, eds. M. de Saint Simon, O. Sorlin (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1995) p. 683.
- [Res00] J. J. Ressler et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2104.
- [Sch98] H. Schatz et al, Phys. Rep. 294 (1998) 168.
- [Sor93] O. Sorlin et al., Phys. Rev. C 47 (1993) 2491.
- [Sor95] O. Sorlin et al., Nucl. Phys. A 583 (1995) 763.
- [Sor00] O. Sorlin et al., Nucl. Phys. A 669 (2000) 351.
- [Tim96] F. X. Timmes et al., Astrophys. J. 464 (1996) 332.
- [Wie99] M. Wiescher, Nucl. And Part. Astrophysics, eds. J. G. Hirsch and D. Page 1998, p.79, Cambridge Univ. Press.

ASPECTS ASTROPHYSIQUES ET NUCLEAIRES DE LA NUCLEOSYNTHESE STELLAIRE

S. GORIELY *

*Institut d'Astronomie et d'Astrophysique
Université Libre de Bruxelles
Campus de la Plaine, CP 226
1050 Brussels - Belgium*

RESUME Ces leçons se concentrent sur les liens particuliers qui se sont noués entre la physique nucléaire et l'astrophysique en vue de comprendre l'origine des nucléides plus lourds que le fer observés dans l'Univers. Les modèles de nucléosynthèse font appel à trois processus principaux pour expliquer l'origine des éléments lourds; il s'agit des processus s, r et p. Les différents aspects astrophysiques et nucléaires de ces processus nucléosynthétiques sont détaillés.

ABSTRACT This lectures focus on the particular links developed between nuclear physics and astrophysics in order to understand the origin of the nuclides heavier than iron observed in the Universe. Nucleosynthesis models call for three major processes to explain the origin of the heavy elements, the so-called s, r and p-processes. The different astrophysics and nuclear aspects of these nucleosynthetic processes are reviewed.

1. Introduction

L'astrophysique, née de l'union de l'astronomie et de la physique, est une science très largement interdisciplinaire. Ces leçons concernent les liens particuliers qui se sont noués entre la physique nucléaire et l'astrophysique en vue de comprendre l'origine des nucléides plus lourds que le fer observés en divers endroits de l'Univers, et en particulier dans notre Système Solaire.

Plusieurs décennies d'efforts expérimentaux et théoriques ont été consacrés à cette question par les astrophysiciens et par les physiciens nucléaires. Bien qu'ils aient permis de répondre à de multiples interrogations, beaucoup reste à faire pour disposer d'une vision claire et fiable des conditions astrophysiques dans lesquelles s'est déroulée l'alchimie des nucléides.

Ces leçons ne peuvent présenter une discussion exhaustive de tous les aspects nucléaires et astrophysiques impliqués dans cette nucléosynthèse. Elles se limiteront à quelques considérations générales et particulières en se focalisant sur la nucléosynthèse des nucléides plus lourds que le fer. Elles pourront être utilement complétées par la lecture des travaux mentionnés en références et dans les ouvrages de revue^{1,2}).

1.1. Composition du système solaire

Nos connaissances de la composition de l'Univers dans son ensemble, et en particulier de notre système solaire, sont essentiellement le résultat de l'analyse du rayonnement électromagnétique en provenance des diverses sources observables de l'Univers, à savoir les galaxies (dont la

* S.G. est Chercheur Qualifié FNRS

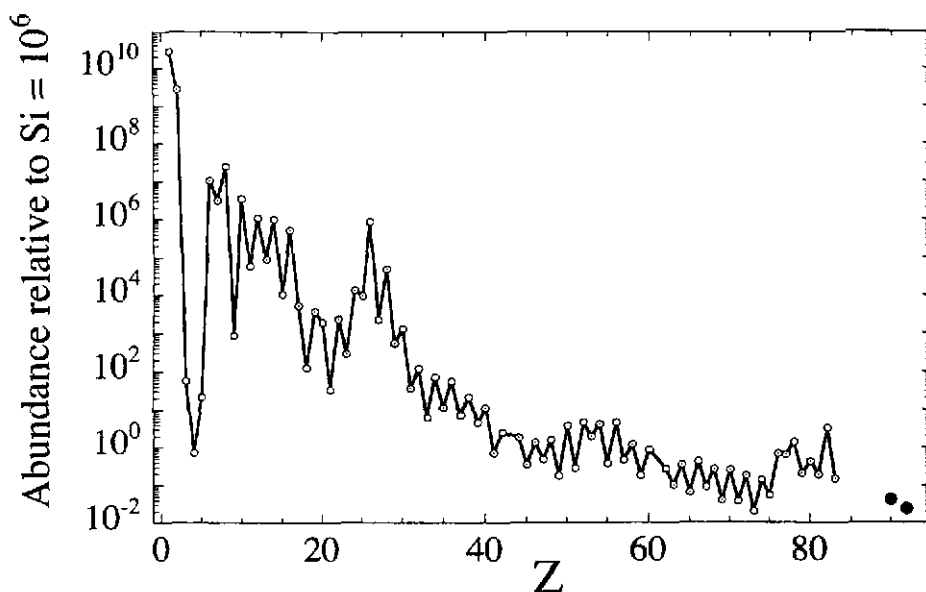


Figure 1. Distribution des abondances élémentaires caractéristiques de notre système solaire lors de sa formation⁵⁾.

nôtre, en particulier), le milieu interstellaire, et les étoiles de tous types (principalement le Soleil). D'importantes informations sont également extraites de la minuscule portion de matière de l'Univers accessible à l'homme et contenue dans les météorites, les planètes (la Terre et la Lune, essentiellement), les particules solaires énergétiques et le "rayonnement" cosmique galactique ou extra-galactique (fait de matière accélérée et arrivant jusqu'à la Terre). Les nombreuses informations sur la composition actuelle de l'Univers fournies par de telles sources sont résumées dans³⁻⁵⁾

L'un des développements fondamentaux auquel ont conduit les nombreuses observations effectuées depuis des décennies est la détermination de la composition de la matière de notre système solaire lors de sa formation, il y a quelque 4.6 milliards d'années. La distribution résultante de l'abondance des différents éléments est illustrée à la Fig. 1. Elle est essentiellement basée sur l'analyse d'une classe spéciale de météorites, appelées chondrites carbonées de type CI1, considérées comme l'échantillon disponible le moins altéré de la matière solaire primitive⁵⁾. L'analyse du spectre solaire est en bon accord avec celle des météorites CI1 et permet, en outre, de déterminer l'abondance dans la nébuleuse protosolaire de certains éléments volatils, tels que H, He, C, N, O et Ne qui ne peut être mesurée de façon fiable dans les météorites. Dans quelques cas (Ar, Kr, Xe, Hg), il reste difficile, voire impossible, d'extraire des données observationnelles les abondances solaires précises; on fait alors appel à des estimations reposant sur des considérations théoriques. A partir des abondances solaires primitives (Fig. 1), il est possible de rendre compte des différences observées aujourd'hui dans le contenu en éléments des divers constituants du système solaire en invoquant les nombreux processus physico-chimiques et géologiques ayant eu lieu depuis 4.6 milliards d'années.

Si la composition élémentaire apparaît fortement diversifiée entre les différents constituants du système solaire, il n'en est pas de même en ce qui concerne leur composition isotopique, qui présente une très grande homogénéité. Pour cette raison, la composition isotopique de la matière terrestre est généralement utilisée pour déterminer la distribution de l'abondance des nucléides dans le système solaire (Fig. 2).

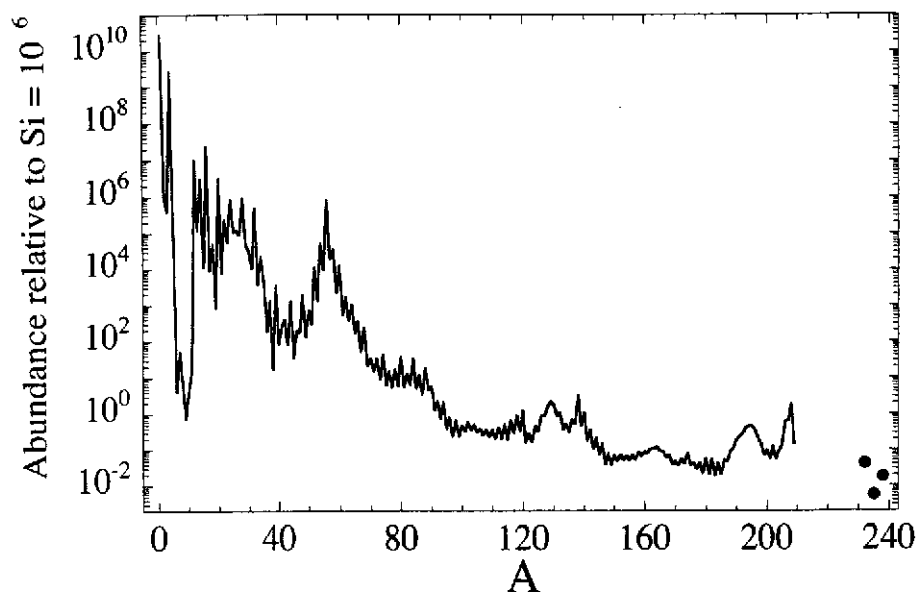


Figure 2. Distribution des abondances nucléidiques caractéristiques de notre système solaire déduite des abondances de la Fig. 1 et des compositions isotopiques terrestres⁵⁾.

Les Figs. 1 et 2 présentent quelques caractéristiques intéressantes. En particulier, H et He sont les espèces de loin les plus abondantes dans notre système solaire. Par contre, Li, Be et B sont extrêmement sous-abondants relativement aux éléments légers voisins. Au delà de C, les abondances diminuent avec l'augmentation du nombre atomique A . A cette décroissance se superposent certains pics d'abondance, le plus important culminant au Fe ($Z = 26$). En outre, des pics secondaires à tous les A multiples de 4 apparaissent à la Fig. 2 pour $A \leq 56$. Au-delà de Fe, un large pic est observé dans la région $80 \lesssim A \lesssim 90$ et 2 pics doubles à $A = 130 - 138$ et $A = 195 - 208$. Dans la région $A \gtrsim 50$, les abondances sont également caractérisées par une distribution en zigzags. Ceux-ci, ainsi que les autres propriétés remarquables des courbes représentées aux Figs. 1 et 2, ont dès l'élaboration de la première version "moderne" de ces courbes⁶⁾ été reconnues comme représentant la signature de propriétés nucléaires spécifiques.

Pour des raisons pratiques, ainsi que pour mieux mettre en évidence le lien entre les observations et les modèles de nucléosynthèse, il est utile de diviser la courbe de l'abondance des noyaux plus lourds que le Fer en trois distributions se rapportant aux nucléides stables situés au fond de la vallée de stabilité nucléaire, sur le versant riche en neutrons de cette vallée et sur son versant déficient en neutrons. Pour des valeurs paires de A , plusieurs isobares stables peuvent exister; dans ce cas, l'isobare stable le plus riche en neutrons est appelé noyau r, alors que le plus riche en protons est appelé noyau p. Entre les deux (c'est-à-dire au fond de la vallée de stabilité) se trouvent les noyaux s. Quand un seul isobare stable existe, il est généralement classifié comme noyau mixte sr. Les actinides sont considérés comme étant de type r. Une telle classification est illustrée sur une portion du plan (N, Z) à la Fig. 3. Les trois distributions d'abondances correspondantes sont représentées à la Fig. 4.

La terminologie qui vient d'être introduite est intimement liée à l'identification des différents mécanismes susceptibles de produire les noyaux s, r et p, à savoir, respectivement, les processus s (pour slow), r (pour rapide) et p (pour proton). Il est intéressant de noter à la Fig. 4 que la structure en double pic apparaissant à la Fig. 2 est maintenant scindée en 2 composantes. La

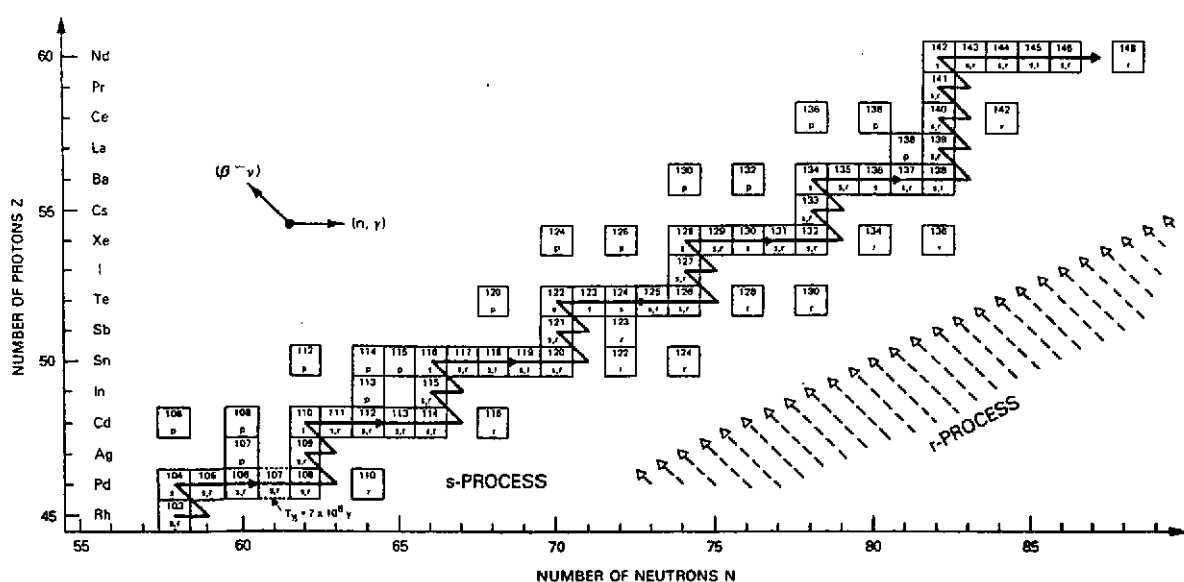


Figure 3. Portion du tableau des nucléides⁹⁾ illustrant la classification des noyaux s, r et p. Les noyaux stables sont symbolisés par des carrés en traits pleins. La ligne fléchée en trait plein correspond aux chaînes de réactions typiques ayant lieu lors du processus s. Les lignes fléchées en trait d'axe schématisent les cascades de désintégration β résultant du processus r.

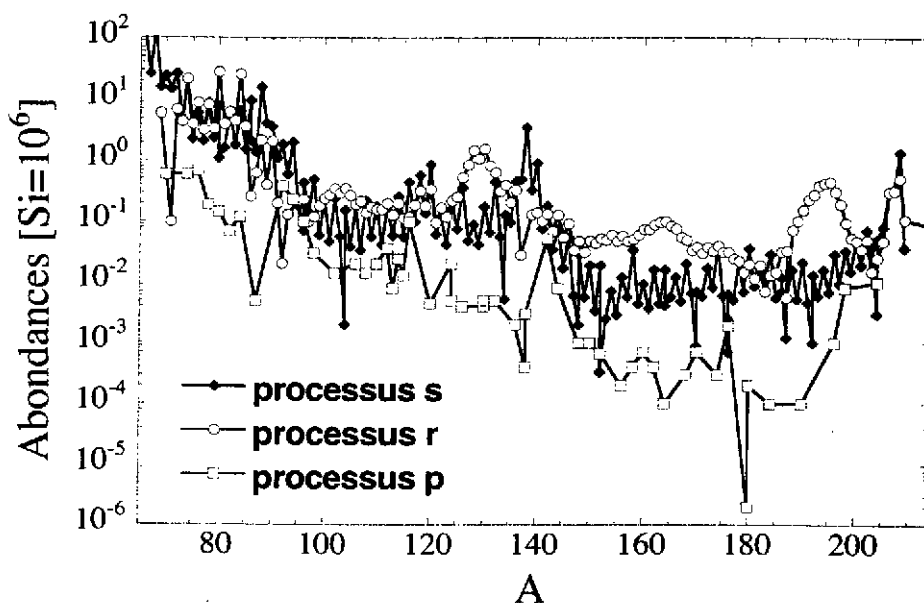


Figure 4. Distributions s, r et p des abondances solaires.

composante "lourde" ($A = 138$ et $A = 208$) est associée au processus s, alors que la composante "légère" ($A = 130$ et $A = 195$) l'est au processus r. Quant aux noyaux p, ils sont 100 à 1000 fois moins abondants que leurs isobares s et r correspondants. En raison de leur très faible abondance, les nucléides impair-impair ^{138}La et ^{180}Ta sont traditionnellement placés dans la catégorie des noyaux p.

Notons enfin que, si le gros de la matière du système solaire est d'une très grande homogénéité isotopique (ce qui permet de construire la distribution représentée à la Fig. 2), une faible portion de cette matière ($\lesssim 10^{-4}M_{\odot}$, où M_{\odot} est la masse du Soleil) est caractérisée par

une variété de compositions isotopiques plus ou moins différentes. Ces "anomalies isotopiques" sont observées soit dans du matériau météoritique qui s'est condensé dans la nébuleuse solaire, soit dans des grains probablement d'origine circumstellaire. Ces grains formés autour d'étoiles de divers types ont survécu à leur séjour dans la nébuleuse protosolaire et à leur emprisonnement dans les météorites.

Alors que la composition illustrée aux Figs. 1 et 2 est considérée comme résultant du mélange parfait des produits d'un très grand nombre d'événements nucléosynthétiques qui se sont déroulés dans la Galaxie au cours des $\sim 10^{10}$ ans qui ont précédé la formation du système solaire, les anomalies isotopiques sont dues à la pollution de la nébuleuse protosolaire par un nombre relativement restreint de sources. L'analyse de certaines anomalies dues à la désintégration in situ de radionucléides à relativement courte période ($10^5 \lesssim t_{1/2} \lesssim 10^8$ ans) peut même fournir des contraintes sévères sur le temps qui s'est écoulé entre la production des ces radionucléides et leur injection dans le système solaire en formation.

De plus amples informations sur les anomalies isotopiques sont fournies dans un certain nombre d'articles de revue¹⁰⁻¹²⁾.

1.2. Composition de l'Univers

Le système solaire est l'objet de l'Univers qui fournit l'ensemble le plus complet de données observationnelles concernant l'abondance des éléments et de leurs isotopes. Une multitude d'informations existent cependant sur la composition d'autres objets. Elles mettent en évidence à la fois certaines similitudes avec les abondances solaires, mais également une grande diversité par rapport à elles. Cette diversité se manifeste entre objets de l'Univers appartenant à des classes distinctes d'objets, mais également entre objets d'une même classe. Ainsi, les abondances observées à la surface des étoiles peuvent varier avec l'âge présumé de l'étoile, sa position dans la Galaxie ou sa classe spectrale. Deux effets principaux sont responsables de cette diversité d'abondances: l'évolution stellaire et l'évolution chimique concomitante de la Galaxie.

1.3. Les modèles de nucléosynthèse

L'une des questions fondamentales à laquelle l'astrophysique s'efforce de répondre porte sur la composition présente et passée de l'Univers et de ses nombreux constituants. A cette fin, la théorie de la nucléosynthèse tente d'identifier les divers processus par lesquels les différents nucléides observés dans la nature peuvent être synthétisés, ainsi que d'identifier les sites astrophysiques susceptibles de fournir les conditions nécessaires à la mise en oeuvre de ces processus. Les travaux^{61,14)} représentent des étapes importantes en ce domaine.

Les réactions nucléaires constituent la "pierre philosophale" de l'alchimie moderne qu'est la synthèse des nucléides dans l'Univers. Deux grandes classes de réactions nucléaires sont invoquées dans les modèles de nucléosynthèse: les processus thermonucléaires et les transformations non-thermiques, ou réactions de "spallation". Les réactions thermonucléaires ont pu se produire au niveau primordial ou cosmologique (Big Bang) et se sont déroulées à l'intérieur des étoiles tout au long de l'évolution galactique jusqu'à aujourd'hui. Par contre, les réactions de spallation peuvent prendre toute leur importance dans les milieux dilués et froids, comme le milieu interstellaire (par interaction avec le rayonnement cosmique galactique) et la surface des étoiles ou leur environnement circumstellaire immédiat (par interaction avec des particules stel-

lares énergétiques). Dans la suite, nous ne traiterons pas de la nucléosynthèse par ces réactions de spallation.

La nucléosynthèse primordiale associée au Big-Bang est responsable de l'essentiel du contenu en He de l'Univers, les autres produits principaux de cette production étant D, ^3He et ^7Li . La synthèse de tous les autres nucléides, ainsi que d'une fraction du contenu galactique en ^7Li , et peut-être en ^3He , résulte de réactions thermonucléaires se déroulant dans les intérieurs stellaires (D est détruit dans ces conditions, tandis que, dépendant de ses caractéristiques, une étoile peut enrichir ou appauvrir la Galaxie en ^3He).

Dans les étoiles, les réactions thermonucléaires peuvent être induites par des particules chargées (protons ou particules α) ou par des neutrons. Dans le premier cas, les capteurs essentiels sont des noyaux de nombre de masse $A \lesssim 60 - 70$, les réactions impliquant des noyaux plus lourds étant trop peu probables (en raison de barrières coulombiennes trop élevées) pour jouer un rôle significatif dans des sites stellaires réalistes. Le rôle de ces réactions impliquant des particules chargées est double: certaines d'entre elles sont essentielles à la production d'énergie permettant à une étoile de couvrir ses pertes (équilibre énergétique), tandis que toutes modifient la composition du milieu où elles se produisent. Les captures de neutrons ne souffrent évidemment pas des limitations imposées par la répulsion coulombienne entre particules chargées. Elles peuvent donc impliquer des noyaux bien plus lourds que Fe et participer à des processus nucléosynthétiques concernant ces nucléides. Par contre, les réactions induites par neutrons ne contribuent jamais à la production d'énergie nucléaire.

Alors que l'origine des éléments moins lourds que ceux du groupe du fer a pu en grande partie être expliquée (principalement de part le lien direct entre la nucléosynthèse des noyaux légers et l'évolution énergétique des étoiles)^{7,8)}, la synthèse des noyaux plus lourds que le fer est loin d'être comprise à l'heure actuelle. Nous nous concentrerons ici exclusivement sur la nucléosynthèse des noyaux lourds (càd plus lourds que le fer). Les processus s et r de nucléosynthèse dont il est question plus haut sont des chaînes de captures neutroniques susceptibles de se développer dans des situations astrophysiques appropriées. Toute modélisation de processus nucléosynthétiques fait appel à la détermination expérimentale ou théorique de taux de réaction. Il sera fait question des problèmes nucléaires au Chap. 2. Les processus s et r proprement dits sont examinés aux Chaps. 3 et 4, respectivement. Par contre, le processus p également introduit plus haut se base sur la réalisation de "photodésintégrations" de type (γ, n) , (γ, p) et (γ, α) . Ces réactions inverses des captures de nucléons ou particules α sont susceptibles de se dérouler à des températures élevées ($\gtrsim 2 \cdot 10^9\text{K}$ dans des sites stellaires réalistes). Ce processus fera l'objet du Chap. 5.

2. Les réactions thermonucléaires

2.1. les interactions d'intérêt astrophysique

Toute étude nucléosynthétique nécessite la connaissance des probabilités de réaction des espèces nucléaires présentes dans le milieu considéré. Les trois interactions fondamentales (forte, faible et électromagnétique) peuvent conduire à des transmutations nucléaires. La plupart des modèles nucléosynthétiques prennent en compte

- les interactions fortes incluant les captures de protons, neutrons ou particules α suivies de la désexcitation photonique ou de l'évaporation d'un nucléon ou d'une particule α . La capture

de deutons, tritons, ^3He ou autres particules légères est aussi considérée dans certains sites astrophysiques où leurs abondances sont non-négligeables. La fusion de 2 noyaux de C ou de O, ainsi que d'un C et d'un O joue un rôle dominant dans les phases avancées de combustion des étoiles massives;

- les interactions électromagnétiques conduisant à la photodissociation du noyau avec émission de neutrons, protons ou particule α ;
- les interactions faibles incluant les désintégrations β^- , β^+ et les captures d'électrons ou de positrons. Dans les milieux à forte densité neutrinique (p.e lors de l'explosion d'étoiles en supernova de type II), les captures neutriniques à courants chargés et neutres suivi de désexcitation par émission de neutrons, protons ou particules α sont également pris en compte.

Pour chacune de ces interaction, la probabilité de réaction ou de désintégration est déterminée, préférentiellement sur base de données expérimentales, ou si celles-ci ne sont pas disponibles sur base de modèles théoriques. Il serait beaucoup trop long de faire état de toutes les avancées expérimentales et théoriques qui ont eu lieu ces dernières décennies dans le domaine de l'astrophysique nucléaire. Nous nous bornerons donc ici aux applications liées à la nucléosynthèse des noyaux plus lourds que Fe, c'ad au calcul des taux de réactions thermonucléaires. L'estimation des taux de désintégration β est présenté en détail dans le cours de C. Volpe (cette cole) et ne sera pas repris ici. Certains aspects nucléaires spécifiques aux processus s et r seront également explicités aux Chaps. 3 et 4, respectivement.

Le flux de réaction entre deux particules A et a est donné par le produit de leur densité numérique $N_A \times N_a$, de leur vitesse relative v et de la section efficace de capture $\sigma_{Aa}(v)$ ²⁾. Dans le cas d'un plasma stellaire, les particules forment un gaz non-relativiste, non-dégénéré, en équilibre thermique à la température T . Dans ces conditions, les particules ont une distribution de vitesse de type Maxwell-Boltzmann et le flux de réaction est donné par

$$R_{Aa} = \frac{1}{1 + \delta_{Aa}} N_A N_a \langle \sigma v \rangle_{Aa} \quad (1)$$

avec $\delta_{Aa} = 1$ si A et a sont identiques et 0 sinon, et

$$\langle \sigma v \rangle_{Aa} = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty E \sigma_{Aa}(E) \exp(-E/kT) dE \quad (2)$$

$E = \mu v^2/2$ est l'énergie relative des 2 particules et μ la masse réduite du système. Dans le cas d'interaction entre particules chargées (de charge Z_A et Z_a), on montre²⁾ que l'énergie stellaire la plus probable pour la réaction $A + a$ à la température T correspond à l'énergie de Gamow donnée par

$$E_G = 1.220 \left(Z_A Z_a (A_A + A_a)^{1/2} T [10^6 \text{K}] \right)^{2/3} \text{ keV} \quad (3)$$

alors que dans le cas où l'une des particules est neutre $E_G = kT = 86.2 T [10^9 \text{K}] \text{ keV}$. Ces deux expressions définissent les intervalles d'énergie d'intérêt astrophysique pour lesquels les sections efficaces de réaction doivent être déterminées, soit expérimentalement, soit théoriquement. Dans le cas de captures de particules chargées, l'énergie d'intérêt astrophysique est de loin plus basse que la barrière coulombienne. Dans le cas de captures neutriniques, on s'intéressera aux énergies incidente de l'ordre du keV.

Quand deux systèmes nucléaires rentrent en collision, deux mécanismes extrêmes sont évoqués pour comprendre leur interaction¹⁵⁾:

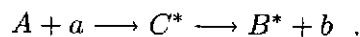
1. les deux systèmes nucléaires rentrent superficiellement en contact et se séparent immédiatement. Leurs états internes peuvent être soit inchangés (il s'agit alors d'une diffusion élastique), soit l'un ou les deux systèmes sont excités par le contact (diffusion inélastique), soit un ou plusieurs nucléons sont transférés d'un noyau à l'autre (réaction de transfert) ou capturés (réaction de capture). Ces réactions ont lieu rapidement en procédant directement d'un état initial vers un état final sans former d'états intermédiaires. Elles sont pour cela dénommées *réactions directes*.
2. les deux systèmes nucléaires rentrent en coalescence pour former un système composé excité. Le noyau composé survit suffisamment longtemps pour que l'énergie d'excitation soit répartie uniformément entre tous les nucléons. Le noyau peut alors se désexciter, si suffisamment d'énergie se trouve localisée sur un nucléon (ou un groupe de nucléons) permettant à celui-ci (ou ceux-ci) de s'échapper du noyau. Il s'agit ici du modèle du *noyau composé*.

Ces deux types de mécanismes s'effectuent sur des échelles de temps caractéristiques relativement différentes. Traditionnellement, l'on considère comme référence temporelle le temps nécessaire pour qu'un nucléon (d'énergie cinétique de l'ordre de 20 MeV) effectue une période orbitale dans le noyau. Celui-ci est typiquement de l'ordre de 10^{-22} s. Si la collision nucléaire a lieu sur des échelles de temps de l'ordre de 10^{-22} s, il n'y aura pas assez de temps pour que l'énergie du nucléon incident puisse être partagée entre les différents nucléons constituant la cible et la réaction est directe. La formation d'un noyau composé sera possible si l'interaction entre cible et projectile s'effectue sur des temps beaucoup plus long que 10^{-22} s, typiquement 10^{-14} à 10^{-20} s.

Ces deux modes de réaction ne s'excluent pas mutuellement. La réaction directe est souvent visualisée comme une réaction périphérique ayant lieu en surface, et la formation du noyau composé comme résultant d'une collision frontale. Théoriquement, ces deux modes contribuent à la probabilité de réaction. Leur importance relative varie, cependant, fortement en fonction de la masse de la cible et de l'énergie incidente du projectile¹⁵⁾. En particulier, aux faibles énergies (de l'ordre de quelques MeV), ainsi que pour des cibles de masse élevée (typiquement $A \gtrsim 30 - 40$), la formation de noyau composé domine la composante directe. Pour cette raison, nous nous limiterons à décrire ici le modèle du noyau composé. Les captures directes, moins importantes pour l'étude de la nucléosynthèse des noyaux lourds, sont présentées en détail dans le cours de P. Descouvemont (cette école) et dans l'ouvrage¹⁶⁾.

2.2. Le modèle statistique de Hauser-Feshbach

Considérons la réaction entre une cible A et un projectile a conduisant à la formation du noyau composé excité C^* , qui se désexcite vers le noyau résiduel B^* et l'éjectile b . Schématiquement,



Entre la formation et la désexcitation du noyau composé C , les nucléons ont le temps d'effectuer de nombreux mouvements complexes au sein du noyau. Le noyau composé peut être considéré comme ayant perdu la mémoire spécifique du canal d'entrée $A + a$ responsable de sa formation. Dans ce cas, la probabilité que C^* se désexcite suivant le canal $B^* + b$ est indépendant du canal d'entrée $A + a$. La section efficace de réaction est dès lors factorisable

$$\sigma = \sigma_{Aa}^C(E) \times G_{Bb}^C(E) \quad (4)$$

où $\sigma_{Aa}^C(E)$ est la section efficace de formation du noyau composé par $A + a$ à l'énergie E et $G_{Bb}^C(E)$ est la probabilité relative que C se désexcite à cette énergie en $B + b$. Le facteur $G_{Bb}^C(E)$ est indépendant du canal d'entrée $A + a$.

Si l'énergie incidente E dans le canal $A + a$ correspond précisément à un des états quantiques quasi-stationnaires du noyau composé C , il y aura résonance et une forte augmentation de la section efficace de formation de C . Celle-ci peut être décrite par l'expression de Breit-Wigner dépendant de l'énergie et de la largeur de la résonance (cf cours de P. Descouvemont). Puisque le nombre de niveaux excités dans le noyau composé augmente exponentiellement avec l'énergie croissante, de plus en plus de résonances sont disponibles à énergies incidentes croissantes et parallèlement de plus en plus de canaux de sortie s'ouvrent. Les résonances de plus en plus larges se superposent conduisant à une dépendance lisse de la section efficace de réaction avec l'énergie. Quand la densité de niveaux dans le noyau composé devient suffisamment grande (typiquement de l'ordre de 10-50 niveaux par MeV), nous ne pouvons plus décrire la réaction en terme de résonances individuelles, mais bien en terme de propriétés moyennées sur l'intervalle d'énergie considéré. On parle alors de modèle statistique de réaction.

Le modèle statistique, dit de Hauser-Feshbach, suppose que pour chaque moment angulaire, il existe dans le noyau composé à l'énergie incidente un état au spin et à la parité appropriée. Cette hypothèse est remplie si la densité de niveau dans le noyau composé à l'énergie incidente est "élevée". Des nombreux calculs Hauser-Feshbach ont été effectués dans le cadre d'applications astrophysiques¹⁷⁻²⁰. La section efficace de réaction $A^\mu(a, b)B^\nu$ (où μ et ν représentent des états, fondamental ou excités, dans les noyaux A et B , respectivement) est donnée par

$$\sigma_{ab}^{\mu\nu}(E_{Aa}) = \frac{\pi \hbar^2 / (2\mu_{Aa} E_{Aa})}{(2J_A^\mu + 1)(2J_a + 1)} \sum_{J, \pi} (2J + 1) \frac{T_a^\mu(E, J, \pi; E_A^\mu, J_A^\mu, \pi_A^\mu) T_b^\nu(E, J, \pi; E_B^\nu, J_B^\nu, \pi_B^\nu)}{T_{tot}(E, J, \pi)} \quad (5)$$

μ_{Aa} est la masse réduite et E_{Aa} l'énergie relative du système $A + a$. La somme est effectuée sur tous les niveaux d'excitation (E, J, π) dans le noyau composé. Dans l'approche statistique, la section efficace est donc exprimée en fonction des coefficients de transmission T_a et T_b correspondant à la probabilité que le noyau composé se désexcite par émission de particule ($a, b = n, p$ ou α) ou de photons ($a, b = \gamma$). T_{tot} est la somme de tous les coefficients de transmission. Finalement, la section efficace effective dans un plasma stellaire à la température T pour une cible A à l'équilibre thermique est donnée par

$$\sigma_{ab}^*(E_{Aa}) = \frac{1}{\sum_{\mu} (2J_A^\mu + 1) \exp(-E_A^\mu/kT)} \sum_{\mu} (2J_A^\mu + 1) \exp(-E_A^\mu/kT) \sum_{\nu} \sigma_{ab}^{\mu\nu}(E_{Aa}). \quad (6)$$

Cette dernière expression nous permet d'introduire le facteur de transmission total

$$T_a(E, J, \pi) = \sum_{\mu=0}^{\omega} T_a^\mu(E, J, \pi; E_A^\mu, J_A^\mu, \pi_A^\mu) + \int_{E_A^\omega}^{E-S_a} \sum_{J_A, \pi_A} T_a(E, J, \pi; E_A, J_A, \pi_A) \rho(E_A, J_A, \pi_A) dE_A. \quad (7)$$

où la somme sur les états excités au-dessus du dernier niveau ω connu expérimentalement, est remplacée par une intégrale sur la densité de niveaux $\rho(E_A, J_A, \pi_A)$. S_a est l'énergie de séparation pour le canal a , c'est-à-dire la différence des masses nucléaires entre le noyau composé et les noyaux A et a . La qualité des sections efficaces prédites par le modèle de Hauser-Feshbach dépend à la fois de la pertinence des hypothèses sous-jacentes au modèle (superposition de résonances) et de la précision avec laquelle les coefficients de transmission et les densités de niveaux peuvent être estimés. L'estimation des coefficients de transmission nécessite la connaissance des poten-

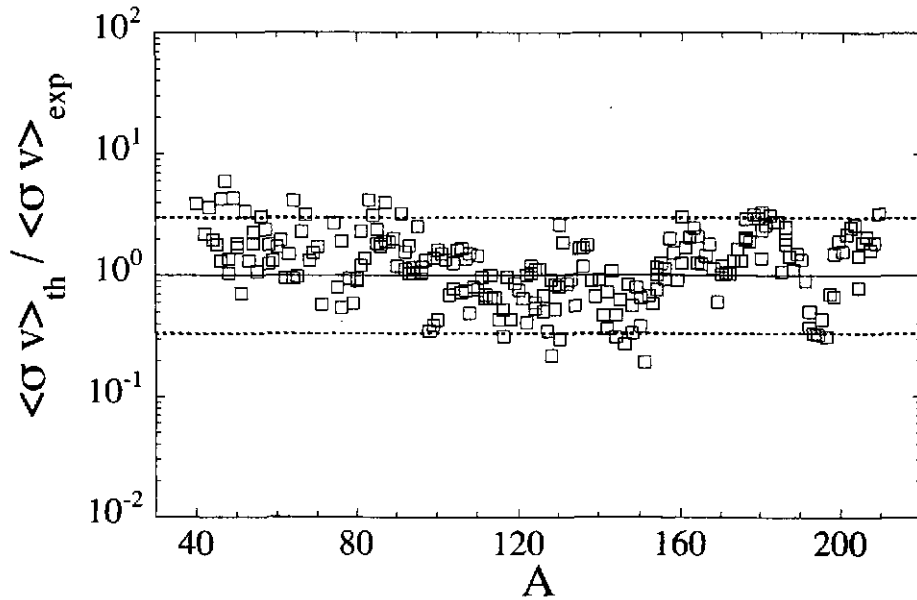


Figure 5. Comparaison des taux expérimentaux de capture radiative de neutrons ($\langle \sigma v \rangle$) à une température $kT = 30$ keV avec les valeurs prédites par le modèle de Hauser-Feshbach.

tiels optiques d'interaction nucleon-noyau et particule α - noyau et des caractéristiques des résonances dipolaires géantes utilisées dans le calcul des probabilités de désexcitation du noyau composé par émission photonique. De plus amples informations sur l'estimation des coefficients de transmission peuvent être trouvées dans ^{18,19)} et sur les densités de niveaux, par exemple, dans ²¹⁾.

La nucléosynthèse des éléments plus lourds que Fe implique une grande diversité d'espèces nucléaires. Comme nous le verrons aux Chaps. 3-5, plusieurs milliers de noyaux rentrent en jeu dans la description des processus s, r et p. Il s'agit de noyaux le long de la vallée de stabilité β (processus s), mais aussi de noyaux riches en neutrons (processus r) ou déficients en neutrons (processus p) pour lesquels très peu de données expérimentales sont disponibles. La détermination des sections efficaces (comme des désintégrations β) fait, pour cela, appel, tant que faire se peut, à des modèles nucléaires

- *globaux*, c-à-d capables de déterminer avec précision les diverses propriétés nucléaires de noyaux dans toutes les régions du plan (N, Z) ;
- *microscopiques*, c-à-d basés sur des fondements physiques pertinents permettant une extrapolation fiable aux noyaux inconnus expérimentalement, à l'inverse des modèles phénoménologiques hautement paramétrisés et fondés sur des arguments macroscopiques.

Les taux stellaires de capture radiative (n, γ) prédits par le modèle statistique ²⁰⁾ sont comparés à la Fig. 5 aux valeurs expérimentales ²²⁾. Les prédictions globales permettent de prédire les valeurs expérimentales à un facteur 3 près.

2.3. Les taux de photodésintégration

Les taux de photodésintégration (γ, n) , (γ, p) et (γ, α) sont déterminés à partir des captures radiatives inverses sur base du théorème de réciprocité. De façon générale, le taux de réaction

stellaire pour la réaction inverse $B(b, a)A$ s'exprime par^{15,18)}

$$\langle \sigma_{ba}v \rangle^* = \frac{(2J_a + 1)}{(2J_b + 1)} \frac{G_A(T)}{G_B(T)} \left(\frac{A_A A_a}{A_B A_b} \right)^{3/2} \langle \sigma_{ab}v \rangle^* \exp(-Q_{ab}/kT) \quad (8)$$

si a et b sont des nucléons ou particules α et par

$$\langle \sigma_{\gamma a}v \rangle^* = (2J_a + 1) \frac{G_A(T)}{G_B(T)} \left(\frac{A_A A_a}{A_B} \right)^{3/2} \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2 N_{av}} \right)^{3/2} \langle \sigma_{a\gamma}v \rangle^* \exp(-Q_{a\gamma}/kT) \quad (9)$$

si $b = \gamma$ est un photon (N_{av} est le nombre d'Avogadro). $Q_{ab} = E_b + E_B - E_a - E_A$ est le Q de la réaction $A^0(a, b)B^0$ (l'exposant 0 représentant les noyaux dans leur état fondamental). $G(T)$ est la fonction de partition donnée par

$$G(T) = \sum_{\mu}^{\omega} (2J^{\mu} + 1) \exp(-E^{\mu}/kT) + \int_{E^{\omega}}^{\infty} \sum_{J, \pi} (2J + 1) \exp(-E/kT) \rho(E, J, \pi) dE. \quad (10)$$

Contrairement aux cas des noyaux à l'équilibre thermique (comme dans un plasma stellaire), le théorème de réciprocité ne peut être appliqué aux cibles dans leur état fondamental (comme en laboratoire), puisque les réactions directe et inverse ne sont plus symétriques.

3. Le Processus s

Comme indiqué au Chap. 1, le processus s a été introduit pour rendre compte de la production des noyaux de type s observés dans le système solaire, ainsi qu'à la surface d'une grande variété d'étoiles. Ce processus est caractérisé par une production importante de neutrons et leur capture par les noyaux présents dans le milieu (essentiellement Fe produit par des générations stellaires antérieures) sur des échelles de temps longues par rapport aux durées de vie τ_{β} des noyaux instables vis-à-vis de la désintégration β produits au cours du processus. Dans de telles conditions, ces noyaux instables ont le temps de se désintégrer avant de capturer un neutron. Le flot nucléaire correspondant est donc contraint de suivre le fond de la vallée de stabilité nucléaire. Cependant, pour quelques nucléides, les désintégrations β sont capables de rivaliser avec les captures neutroniques, ce qui crée des branchements locaux dans le flot du processus s.

Depuis les années 60, l'étude du processus s a fait l'objet de nombreuses recherches approfondies²³⁻²⁵⁾, particulièrement dans le cadre d'un modèle "canonique" basé sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices mettant en exergue les propriétés nucléaires des nucléides impliqués, indépendamment de tout contexte astrophysique réaliste. Alors que des progrès considérables ont été réalisés dans notre connaissance des données nucléaires indispensables à la modélisation du processus s, bien des incertitudes subsistent dans la caractérisation des sites astrophysiques propices au développement de ce processus.

Ainsi, l'observation d'éléments s, et plus particulièrement du Tc instable (de demi-vie $t_{1/2} > 2 \cdot 10^5$ ans), à la surface d'étoiles Géantes Rouges Asymptotiques (AGB) prouve que le processus s doit se dérouler en leur sein. Les modèles ne peuvent néanmoins rendre compte de façon cohérente de telles observations. D'autres sites stellaires dans lesquels le processus s est susceptible de se développer ont été identifiés. Il s'agit tout particulièrement de la combustion centrale de He dans des étoiles massives ($M \geq 10M_{\odot}$)^{26,27)}.

3.1. Le modèle canonique

Comme signalé ci-dessus, le modèle canonique s'affranchit, au travers d'hypothèses simplificatrices, de tout contexte astrophysique spécifique pour ne reposer que sur les propriétés nucléaires des nucléides impliqués. Dans ce cadre, la reproduction d'abondances observées est supposée fournir des contraintes sur les conditions physiques (températures, densités neutroniques, durée de l'irradiation neutronique, ...) nécessaires au développement du processus. Le modèle canonique le plus élémentaire suppose que le milieu, contenant Fe comme seul nucléide lourd, est irradié par des neutrons à température T et densité neutronique N_n constantes durant une durée déterminée. En outre, il est supposé que seules les captures radiatives (n, γ) interviennent en plus des désintégrations β des noyaux instables, celles-ci étant considérées comme instantanées. Dans ces conditions, la variation d'abondance d'un nucléide i le long du chemin du processus s est fournie par

$$\frac{dN_i}{d\tau} = \langle \sigma \rangle_{i-1} N_{i-1} - \langle \sigma \rangle_i N_i \quad (11)$$

Dans cette expression, $\langle \sigma \rangle = \langle \sigma v \rangle / v_T$ où $\langle \sigma v \rangle$ est le taux de réaction (n, γ) moyenné sur une distribution de Maxwell-Boltzmann, v_T est la vitesse la plus probable à la température T du neutron relativement au noyau et $\tau = \int_0^t N_n v_T dt'$ représente l'irradiation neutronique à l'instant t .

De telles simplifications permettent de déterminer de façon univoque la distribution des abondances s à τ fixé. Il apparaît clairement qu'une seule irradiation τ ne suffit pas à expliquer le profil des abondances s observées dans le système solaire. Deux améliorations importantes doivent être apportées pour pouvoir rendre compte des observations, à savoir la prise en compte (i) des points de branchement^{28,29} où les captures neutroniques (n, γ) entre en compétition avec les désintégrations β , et (ii) d'une superposition de plusieurs irradiations^{30,31}.

Sous la contrainte d'une reproduction aussi bonne que possible des abondances solaires, l'analyse des points de branchement fournit des informations complémentaires sur les températures et/ou les densités neutroniques. A titre d'exemple, considérons les branchements de la Fig.6, et plus spécifiquement le rapport de branchement

$$f_\beta = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + \lambda_n} \simeq (\langle \sigma \rangle N_s)_{^{134}\text{Ba}} / (\langle \sigma \rangle N_s)_{^{136}\text{Ba}} \quad (12)$$

où λ_β est le taux de désintégration β du ^{134}Cs et λ_n son taux de capture neutronique. Si λ_β est indépendant de la température, f_β dépend seulement de N_n (auquel les taux λ_n sont proportionnels). Ainsi, $N_s(^{134}\text{Ba})/N_s(^{136}\text{Ba})$ peut être calculé en fonction de N_n , les sections efficaces $\langle \sigma \rangle$ étant connues expérimentalement. La valeur de N_n reproduisant le rapport d'abondances solaires peut donc immédiatement être déduite (à noter que ^{134}Ba et ^{136}Ba ne sont synthétisés que par le processus s).

Dans certains cas, λ_β dépend de la température. Cette situation résulte de la population thermique (fonction de la température) des niveaux nucléaires excités dans les plasmas stellaires à l'équilibre thermodynamique local. Ces niveaux peuvent avoir des probabilités de désintégration β très différentes de celles de l'état fondamental. Dans ces conditions, la probabilité effective de désintégration β d'un noyau devient elle-même fonction de la température. Les branchements impliquant des noyaux dont la désintégration β possède cette propriété peuvent nous fournir des informations sur la température à laquelle se déroule la capture de neutrons. Le flot nucléaire

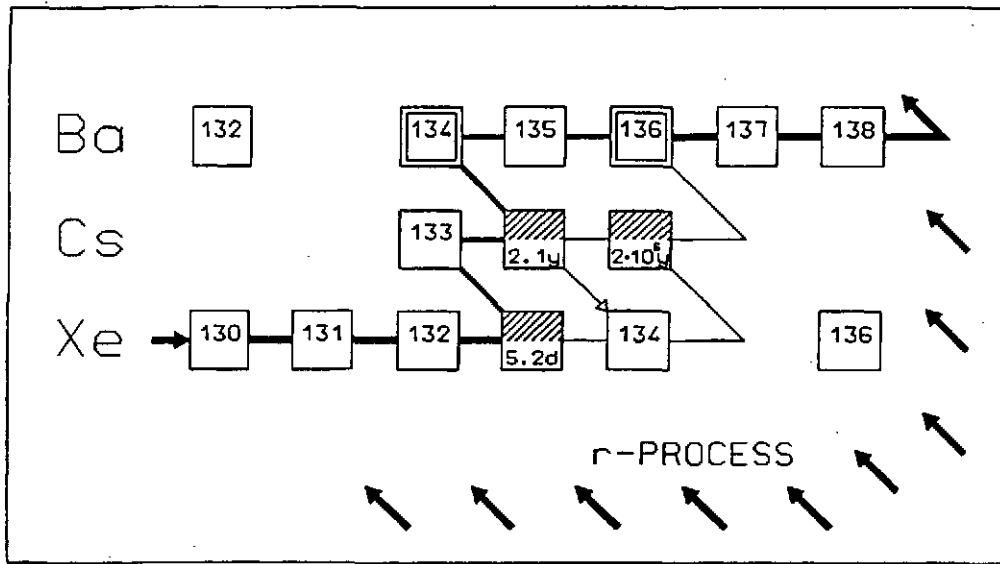


Figure 6. Exemple de compétition entre captures de neutrons et désintégrations β au point de branchement ^{134}Cs . Les isotopes instables sont représentés par des cases hachurées dans lesquelles sont données les demi-vies ³²⁾.

associé au processus s comporte au total quelque 15 à 20 points de branchement sensibles à la température et/ou à la densité neutronique.

Dans le cadre du modèle canonique, la prise en compte des branchements ne suffit pas à expliquer la distribution solaire des noyaux s (Fig. 4). Une étape décisive dans cette compréhension est la considération d'une distribution d'irradiations neutroniques telle que le nombre de noyaux de Fe subissant une irradiation neutronique τ soit d'autant plus petit que τ est grand. Pour des raisons de facilité mathématique, une distribution d'irradiation du type

$$\rho(\tau) = \frac{f N_{56}(0)}{\tau_0} \exp(-\tau/\tau_0) \quad (13)$$

est couramment utilisée. Dans cette expression, $f N_{56}(0)$ est la fraction de ^{56}Fe initial qui est irradiée et τ_0 l'irradiation moyenne de la distribution. L'abondance totale d'un noyau i peut alors être obtenue à partir de ²⁾

$$\langle \sigma \rangle_i N_i = \int_0^\infty \rho(\tau) \langle \sigma \rangle_i N_i(\tau) d\tau. \quad (14)$$

Finalement, considérant la superposition de 3 distributions exponentielles, chacune d'elles étant caractérisée par les deux paramètres f et τ_0 , il apparaît possible de reproduire avec grande précision la distribution solaire des abondances s au prix d'un ajustement adéquat des six paramètres libres disponibles. Le résultat d'un tel *fit* est représenté à la Fig. 7. Les 3 composantes, généralement dénommées faible, principale et forte, permettent d'expliquer la production des noyaux s de masse $70 \leq A \leq 90$, $90 \leq A \leq 204$ et $A \geq 204$, respectivement. En particulier, la composante principale est caractérisée ³³⁾ par les paramètres $f = 0.0472\%$ et $\tau_0 = 0.296 \text{ mb}^{-1}$. Les rapports de branchement fournissent d'autre part $N_n \simeq 3.2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et $T \simeq 3.1 \cdot 10^8 \text{ K}$. Ces valeurs sont à interpréter comme des valeurs moyennes, les différents points de branchement ne fournissant pas une détermination unique de T et N_n ³²⁾.

Un modèle paramétrique plus sophistiqué que le modèle classique a récemment été proposé ³⁵⁾. Une telle approche considère une superposition d'un grand nombre d'événements

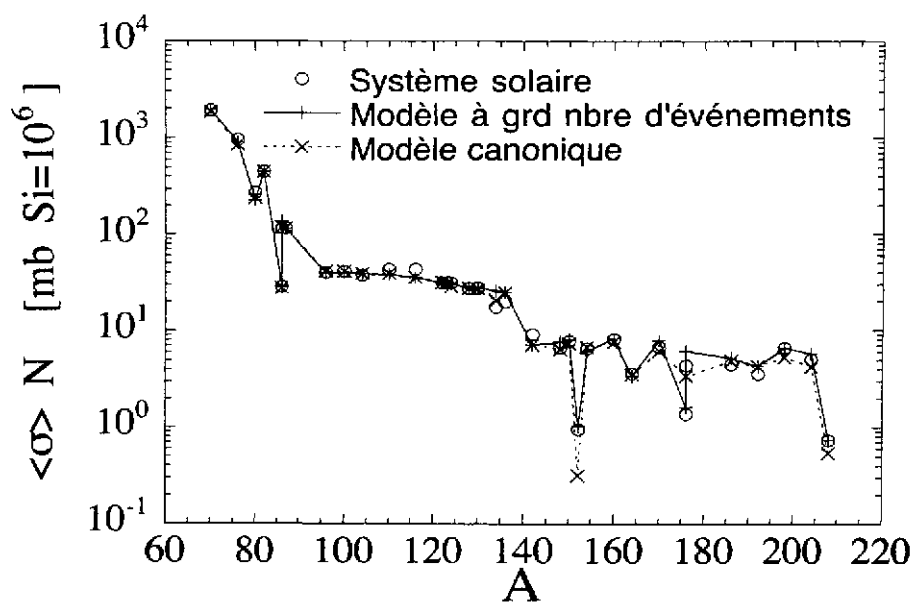


Figure 7. Comparaison entre la distribution $\langle \sigma \rangle N$ observée dans le système solaire et celles prédites par le modèle canonique³⁴⁾ et le modèle à grand nombre d'événements³⁵⁾.

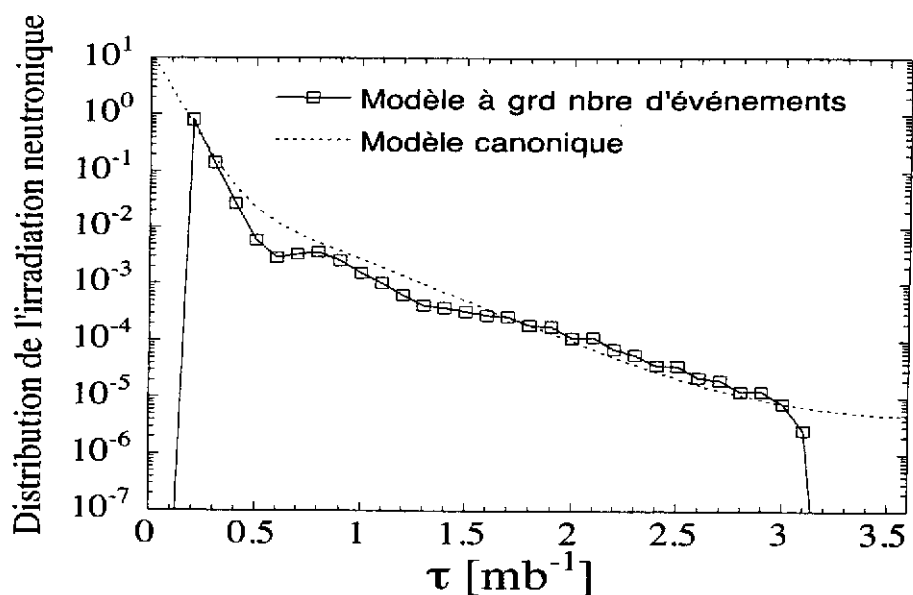


Figure 8. Comparaison entre la distribution de l'irradiation neutronique τ prédites par le modèle canonique³⁴⁾ et le modèle à grand nombre d'événements³⁵⁾.

canoniques à différentes températures et densités judicieusement choisie afin de reproduire les abondances s solaires. Un exemple d'abondances ainsi calculées est fourni à la Fig. 7. Contrairement au modèle classique, aucune contrainte n'est imposée sur la forme mathématique de la distribution de l'irradiation neutronique. La distribution résultant est comparée à celle déterminée par le modèle classique à la Fig. 8.

3.2. Les modèles réalistes

Les 3 composantes prises en compte ci-dessus sont généralement associées à des sites astrophysiques distincts. En particulier, la composante faible du processus s est le résultat de la combustion centrale de He dans des étoiles massives pour lesquelles les hautes températures rencontrées permettent la production de neutrons par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Le ^{22}Ne provient de la chaîne de réactions $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, ^{14}N étant le produit essentiel de la combustion antérieure de H (cycles CNO).

Il est généralement admis que la composante principale est due à la combustion en couche de He dans les étoiles de masse faible et intermédiaire arrivées à la phase Géante Rouge Asymptotique (AGB). Cette conclusion repose largement sur l'observation d'excès de nucléides s de masse $A \gtrsim 90$ à la surface de certaines étoiles de ce type. La caractéristique principale des étoiles AGB est l'apparition d'instabilités thermiques récurrentes, appelées pulses thermiques³⁶⁾ au sein de la couche de He (Fig. 9). L'énergie produite par la réaction 3α ne peut plus être évacuée efficacement par rayonnement, une zone convective apparaît et croît rapidement vers l'extérieur de l'étoile permettant l'évacuation de l'excès d'énergie vers la surface. Dès lors, la langue convective régresse et le pulse thermique se désactive. Progressivement, l'énergie interne s'accumule à nouveau dans la couche en fusion de He et une nouvelle instabilité se développe. La phase séparant ainsi deux pulses thermiques successifs est appelée inter-pulse. La disparition du pulse thermique peut également s'accompagner d'une relaxation de l'enveloppe convective vers l'intérieur de l'étoile, où se produisait préalablement la combustion en couche de l'hydrogène. Cette pénétration de l'enveloppe s'appelle le troisième dredge-up (3DUP). Lorsque l'instabilité thermique est suffisamment violente, la base de l'enveloppe convective peut même descendre dans la région où le pulse thermique s'est préalablement développé et ainsi remonter vers la surface des éléments produits dans les zones profondes de l'étoile. Ce brassage convectif est extrêmement difficile à décrire de façon consistante et fiable^{39,40)}, mais reste de grande importance pour les études nucléosynthétiques, car il va permettre pour la première fois dans la vie de l'étoile d'enrichir la surface stellaire par les produits de la combustion de He, et si possible, les éléments s.

Dans de telles conditions, la source de neutrons est principalement $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Cependant, l'origine de ce ^{13}C pose encore de sérieux problèmes. L'abondance de ^{13}C résultant des cycles CNO est insuffisante pour assurer la production des neutrons capables de rendre compte de la composante principale du processus s. Il doit être fait appel à une autre source de ^{13}C . En particulier, la possibilité de mélange partiel de protons dans une couche de He riche en ^{12}C au moment du 3DUP est invoquée^{37,38)}. Pour un rapport en nombre de H sur ^{12}C de l'ordre de 0.1, le ^{13}C peut être produit par $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ en quantité suffisamment importante pour que $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ engendre lors de l'inter-pulse un processus s. Des mécanismes de diffusion⁴¹⁾ ou de rotation⁴²⁾ sont présumés être à l'origine du mélange partiel des protons dans la zone riche en C, mais aucune modélisation réaliste ne peut aujourd'hui prédire de façon satisfaisante et fiable de tels mécanismes. Seules des études paramétrisées permettent d'estimer l'enrichissement possible de la surface stellaire. La Fig. 10 illustre les distributions d'abondance des éléments s obtenues à la fin de la phase d'interpulse pour un mélange partiel de proton paramétrisé³⁸⁾. Les distributions finales varient principalement en fonction de la métallicité Z de l'étoile. En particulier, plus l'étoile est pauvre en métaux (Z faible), plus l'irradiation neutronique du processus s est

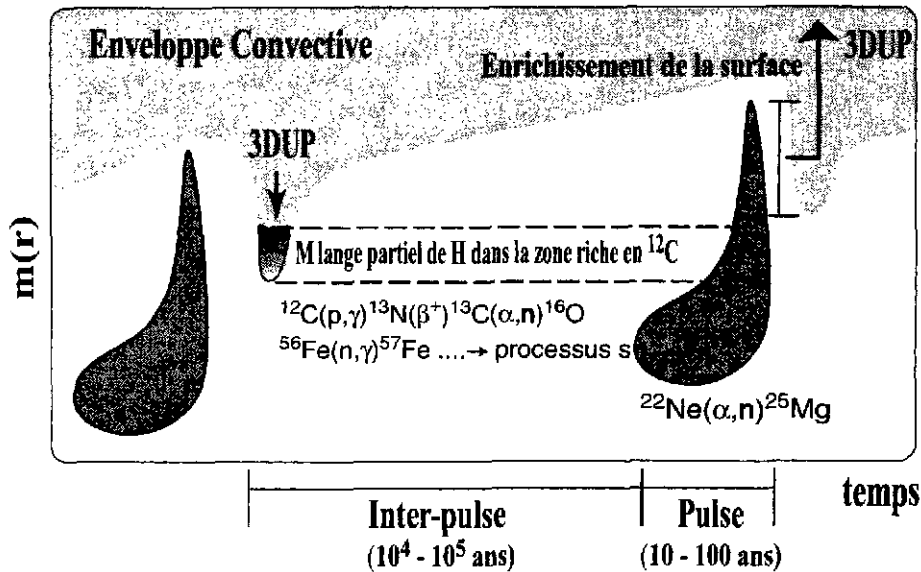


Figure 9. Illustration schématique du mélange partiel de protons dans les couches riches en C au moment du 3DUP lors de la phase AGB. L'ordonnée correspond à la profondeur au sein de l'étoile. Un cycle pulse-interpulse-pulse est schématisé. Les régions grisées représentent les zones convectives. La source de neutrons principale $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ est active pendant l'interpulse. Une quantité moindre de neutrons peut être produite par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ dans le pulse thermique.

forte. Les neutrons sont en effet capturés par les noyaux de Fe. Comme la production de ^{13}C par les mécanismes de mélange partiel est indépendante de Z , le nombre de neutrons produits par $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ l'est également. Le nombre de neutrons disponible par noyau de Fe est donc d'autant plus grand que l'étoile est pauvre en Fe. Les étoiles de métallicité solaire $Z \simeq 0.02$ produisent principalement des éléments s jusqu'au Ba ($A \simeq 140$), alors que les autres étoiles de métallicité plus faible ($Z \lesssim 0.010$) produisent tous les éléments de la composante principale $90 \lesssim A \lesssim 208$). Dans ce modèle, la composante forte responsable de la production s de Pb et Bi provient du processus s dans les étoiles de métallicité $Z \lesssim 0.001$.

Une deuxième source de neutrons, aujourd'hui considéré comme secondaire par rapport à $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, est la combustion de ^{22}Ne par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ à la base du pulse thermique. Pour que cette seconde source de neutrons soit efficace, des températures au-delà de 300 millions de degrés doivent être rencontrées. Seules les étoiles AGB massives ($M \gtrsim 6M_{\odot}$) ou de faible métallicité ($Z \lesssim 0.001$) peuvent remplir de telles conditions et voir leur surface enrichie également d'une composante s faible ($70 \lesssim A \lesssim 90$). Dans le cas d'étoiles AGB au pulse thermique moins chauds, la production de neutrons par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ dans le pulse thermique permet d'expliquer la production de certains éléments s tels ^{152}Gd , ^{164}Er ou ^{187}Os (38).

Les mécanismes de 3DUP et mélange partiel de protons soulèvent encore de multiples problèmes largement non résolus, ce qui conduit à des désaccords profonds entre certains modèles (39,40,43-46).

3.3. La physique nucléaire du processus s

La nucléosynthèse associée au processus s met en jeu près de 400 nucléides proches du fond de la vallée de stabilité nucléaire, la moitié environ d'entre eux étant stables. Près de 80% de ces noyaux ont pu être étudiés en laboratoire, et leurs sections efficaces de capture neutronique

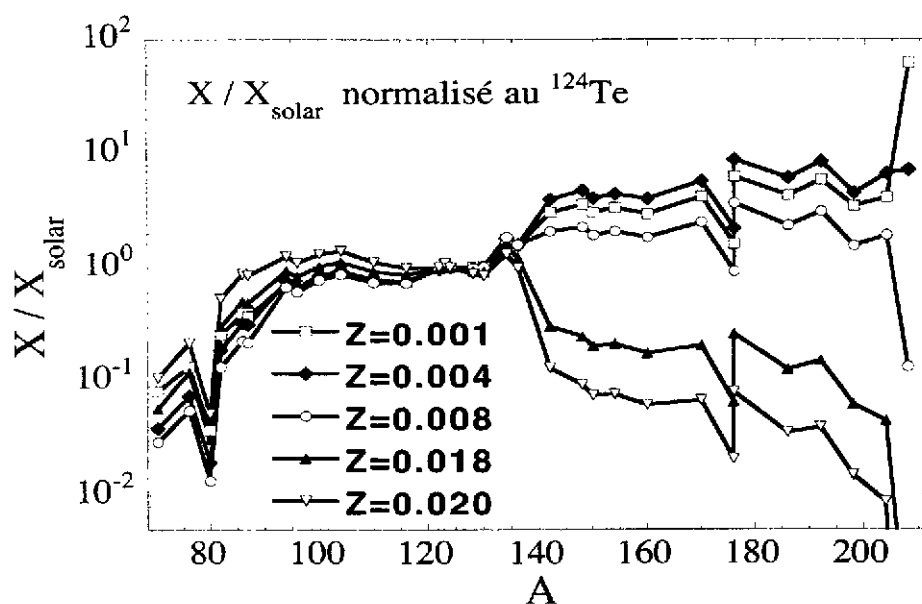


Figure 10. Distributions d'abondance (rapportées aux abondances solaires) des éléments s à la fin de l'interpulse pour des étoiles de métallicités Z différentes³⁸⁾. Les distributions sont normalisées au ^{124}Te .

mesurées. Une compilation de sections efficaces $\langle \sigma \rangle$ mesurées indispensables à la modélisation du processus s est représentée à la Fig. 11 pour les éléments pair-pair. Il faut noter que de telles informations relatives à des nucléides instables impliqués dans des branchements ne sont pas disponibles actuellement et ne peuvent être fournies que par des évaluations théoriques. Les incertitudes inhérentes se traduisent directement dans les valeurs de N_n et T dérivées de l'étude de ces branchements, comme discuté au Chap. 3.1 et étudié en détail par⁴⁸⁾. En fait, même dans le cas où les données expérimentales sont disponibles, des incertitudes affectent les valeurs de $\langle \sigma \rangle$ en raison de l'existence des cibles dans des états excités peuplés thermiquement qui participent au mécanisme de réaction. A titre d'exemple, la contribution des niveaux excités à basse énergie peut, dans certains cas, modifier de 10% à 20% les prédictions des sections efficaces de capture neutronique. Un tel effet est de l'ordre de grandeur des incertitudes expérimentales. L'influence de cette incertitude supplémentaire sur les abondances des noyaux produits par le processus s a été analysée en détail par⁴⁸⁾.

A l'une ou l'autre exception près, la vitesse de désintégration β de l'état fondamental des noyaux instables impliqués dans le processus s est également connue expérimentalement. Les incertitudes entachant les valeurs de λ_β sont dues à la contribution des niveaux excités peuplés thermiquement. La contribution de ces niveaux à λ_β n'est généralement pas connue expérimentalement, et son évaluation théorique est incertaine. Les valeurs de λ_β ainsi obtenues peuvent également être peu fiables^{48,49)}. Dans le cas exceptionnel de ^{79}Se , la vitesse effective de désintégration β du premier niveau excité à 95.7 keV a pu être déterminée expérimentalement (Fig. 12). La vitesse effective de désintégration β prenant en compte cette donnée expérimentale ainsi qu'une estimation de la contribution des autres niveaux excités est représentée à la Fig. 12. Il apparaît que la demi-vie décroît drastiquement avec une augmentation de la température.

Les plasmas stellaires à haute température peuvent également mettre en évidence l'effet d'ionisation de la couronne électronique sur les taux de désintégration β . Dans le cas de transition β de très faible énergie (de l'ordre de l'énergie de liaison de la couronne électronique),

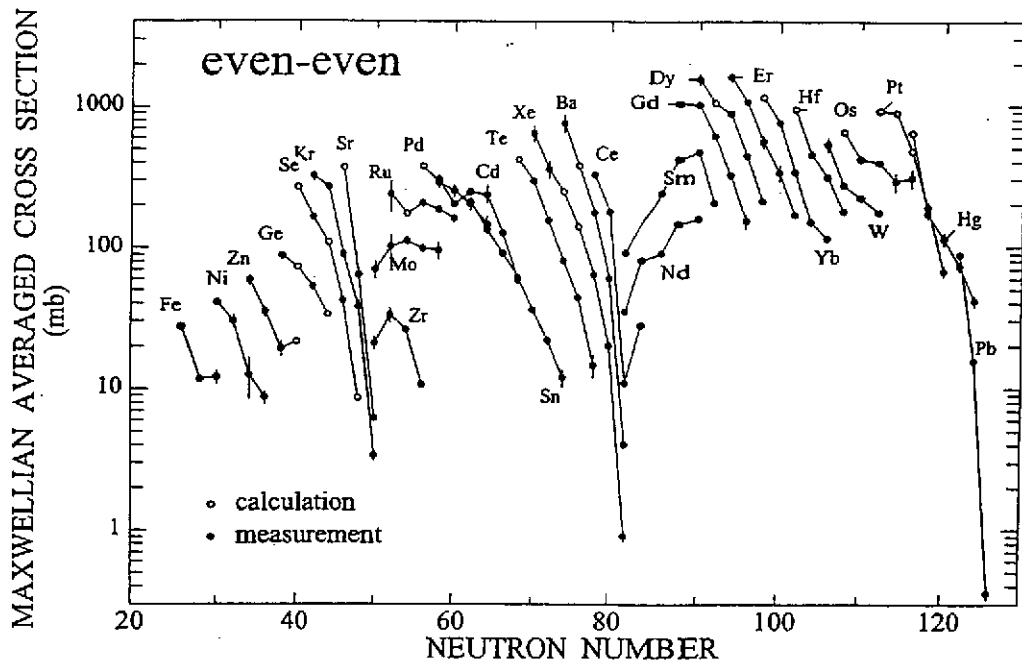


Figure 11. Sections efficaces $\langle \sigma \rangle$ à $kT = 30$ keV pour les éléments pair-pair⁴⁷⁾.

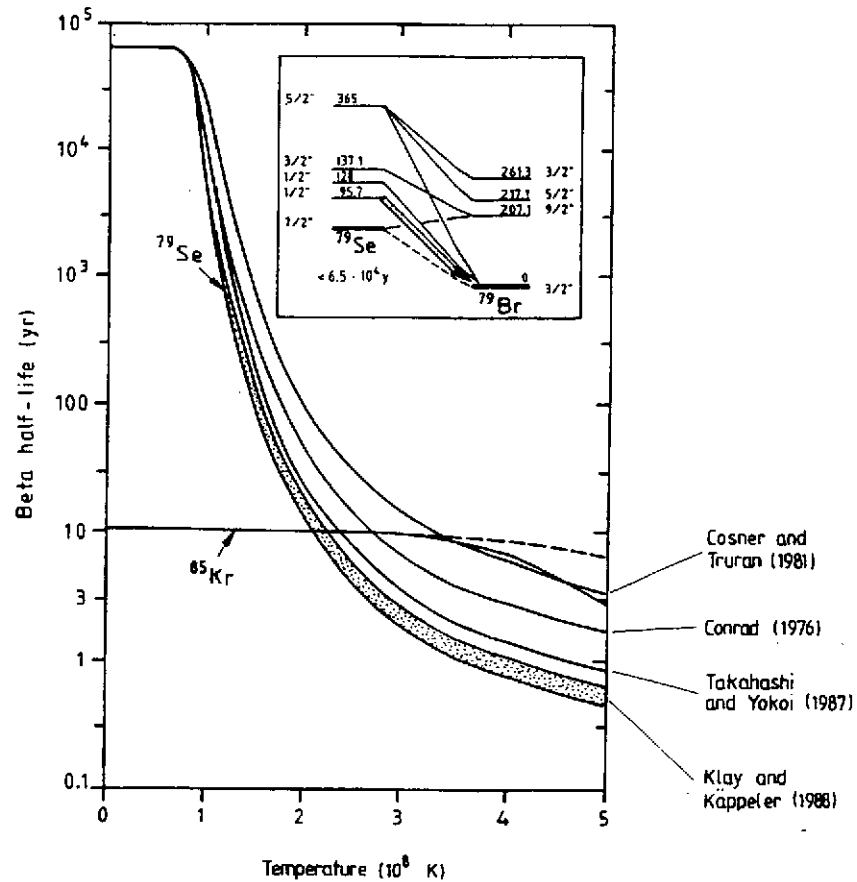


Figure 12. Demi-vie β du ^{79}Se en fonction de la température du plasma stellaire²⁵⁾. La courbe notée "Klay et Käppeler (1988)" prend en compte la détermination expérimentale⁵⁰⁾ de la probabilité de désintégration du premier niveau excité de ^{79}Se .

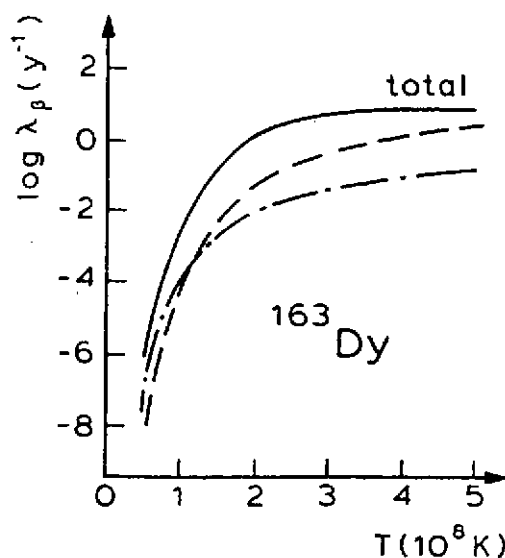


Figure 13. Demi-vie β du ^{163}Dy en fonction de la température du plasma stellaire. Dans les conditions du laboratoire, ^{163}Dy est stable, seule la transformation $^{163}\text{Ho} \rightarrow ^{163}\text{Dy}$ ($Q_\beta = 2.6$ keV) étant possible. La contribution principale (trait plein) provient de la création e à partir du fondamental. La désintégration des états excités peuplés thermiquement (trait interrompu et d'axe) fournissent une contribution plus faible⁵¹⁾.

l'ionisation peut d'une part affecter drastiquement l'énergétique de la transition, et d'autre part créer des places vacantes dans les orbitales électroniques (en particulier la couche K). Dans ces conditions, l'électron produit dans une désintégration β peut être émis vers l'un de ces états vacants plutôt que vers un état du continu (cas d'une désintégration β^- habituelle). On peut montrer que l'espace des phases correspondant à ce processus, appelé "création e", est beaucoup plus grand que celui associé à la désintégration β^- habituelle si la différence d'énergie entre états fondamentaux des noyaux pères et fils (notée Q_β) est suffisamment faible. Un noyau stable dans les conditions du laboratoire peut même devenir instable dans un plasma stellaire sous l'effet de l'ionisation. C'est le cas du ^{163}Dy , dont la demi-vie est représentée à la Fig. 13 en fonction de la température. Il faut noter que la création e du ^{163}Dy prévue théoriquement de longue date, a été mise en évidence expérimentalement pour la première fois par Jung et al.⁵²⁾. Ces expériences confirment remarquablement les prédictions⁵¹⁾. La création e du ^{163}Dy permet d'expliquer la production de ^{164}Er par le processus s. L'impact des incertitudes qui affectent encore les prédictions de λ_β sur les abondances des noyaux produits par le processus s a été étudié en détail par⁴⁸⁾.

Enfin, l'une des grandes incertitudes de la physique nucléaire du processus s concerne les vitesses de réaction responsable de la production des neutrons. Dans le cas du processus s prenant place dans les étoiles AGB, trois réactions s'avèrent encore trop imprécise pour une prédiction fiable des distributions d'abondance. Il s'agit de $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$, $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ et $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ aux températures caractéristiques des interpulses et pulses thermiques³⁸⁾. Les incertitudes sur $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ affectent également la contribution du processus s provenant des étoiles massives. De récents efforts expérimentaux⁵³⁾ ont permis de fortement améliorer notre connaissance de la section efficace de $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ aux températures caractéristiques de la combustion centrale de He ($T \simeq 3 \cdot 10^8 \text{K}$), mais la vitesse de réaction reste encore incertaine d'un facteur 50–100 à ces températures⁵⁴⁾. Des calculs détaillés du processus s lors de la combustion centrale de He dans

les étoiles massives⁵⁵⁾ montrent que le flux de neutrons produits par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ne peut être évalué à mieux d'un facteur 2 près environ dans les conditions astrophysiques considérées en raison des incertitudes nucléaires affectant encore $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Cette situation interdit la discussion quantitative de certains détails de la composante faible du processus s et peut avoir un impact majeur sur les prédictions d'abondance des éléments p⁵⁶⁾ (cf. Chap. 5).

La situation concernant la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ s'est fortement améliorée ces dernières années grâce aux nombreux efforts expérimentaux et théoriques qui lui ont été consacrés^{53,57)}. Même si la section efficace expérimentale de $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reste incertaine par un facteur 3⁵⁴⁾ aux températures caractéristiques des interpulses des étoiles AGB, cette réaction n'affecte pas de façon significative les prédictions d'abondance³⁸⁾. Les incertitudes de nature nucléaire restent de toute évidence moins grandes que celles relatives à la quantité de ^{13}C disponible pour la production des neutrons éventuellement responsables de la composante principale du processus s, ainsi que discuté plus haut.

4. Le Processus r

Contrairement au processus s, le processus r est caractérisé par des densités neutroniques et des températures telles que les captures neutroniques (n, γ) sont si rapides par rapport aux désintégrations β que des nucléides exotiques à très grand excès de neutrons peuvent être produits. Le flot nucléaire correspondant ne se cantonne pas à la vallée de stabilité nucléaire comme dans le processus s, mais pénètre profondément dans la région des noyaux riches en neutrons. Il peut également synthétiser des noyaux bien au-delà de ^{209}Bi , la limite supérieure des nombres de masse atteint étant éventuellement fixée par le recyclage d'une partie des noyaux fissiles vers des noyaux plus légers. Si la densité neutronique diminue de façon significative, le flot nucléaire commence à être dominé par les désintégrations β des noyaux très instables produits antérieurement, ainsi que par des processus dits β -retardés¹. La matière est ainsi ramenée le long de la vallée de stabilité, produisant les isotopes stables de type r, ainsi que des noyaux mixtes sr partiellement synthétisés par le processus s. Une représentation schématique des principales réactions participant au processus r est donnée à la Fig. 14.

De manière formelle, les variations d'abondance résultant de toutes les transformations prenant part au processus r peuvent être formulées par le système d'équations

$$\begin{aligned} \frac{dN(Z, A)}{dt} = & N_n N(Z, A-1) \langle \sigma v \rangle_{Z, A-1} + N(Z, A+1) \lambda_{\gamma, n}^{Z, A+1} \\ & + N(Z-1, A) \lambda_{\beta}^{Z-1, A} + \sum_{k=1}^3 N(Z-1, A+k) \lambda_{\beta kn}^{Z-1, A+k} \\ & + N(Z+2, A+4) \lambda_{\alpha}^{Z+2, A+4} \\ & - N(Z, A) \left[N_n \langle \sigma v \rangle_{Z, A} + \lambda_{\gamma, n}^{Z, A} + \lambda_{\beta}^{Z, A} + \sum_{k=1}^3 \lambda_{\beta kn}^{Z, A} \right] \\ & - N(Z, A) \left[\lambda_f^{Z, A} + \lambda_{\beta f}^{Z, A} + \lambda_{nf}^{Z, A} + \lambda_{\alpha}^{Z, A} \right] \\ & + \sum_f q_{Z_f, A_f}(Z, A) \lambda_f^{Z_f, A_f} N(Z_f, A_f) \end{aligned}$$

¹ Les processus β -retardés sont des processus nucléaires correspondant à une désintégration β suivie de la transformation du noyau fils ainsi produit, soit par l'émission d'un ou de plusieurs neutrons, soit par la fission.

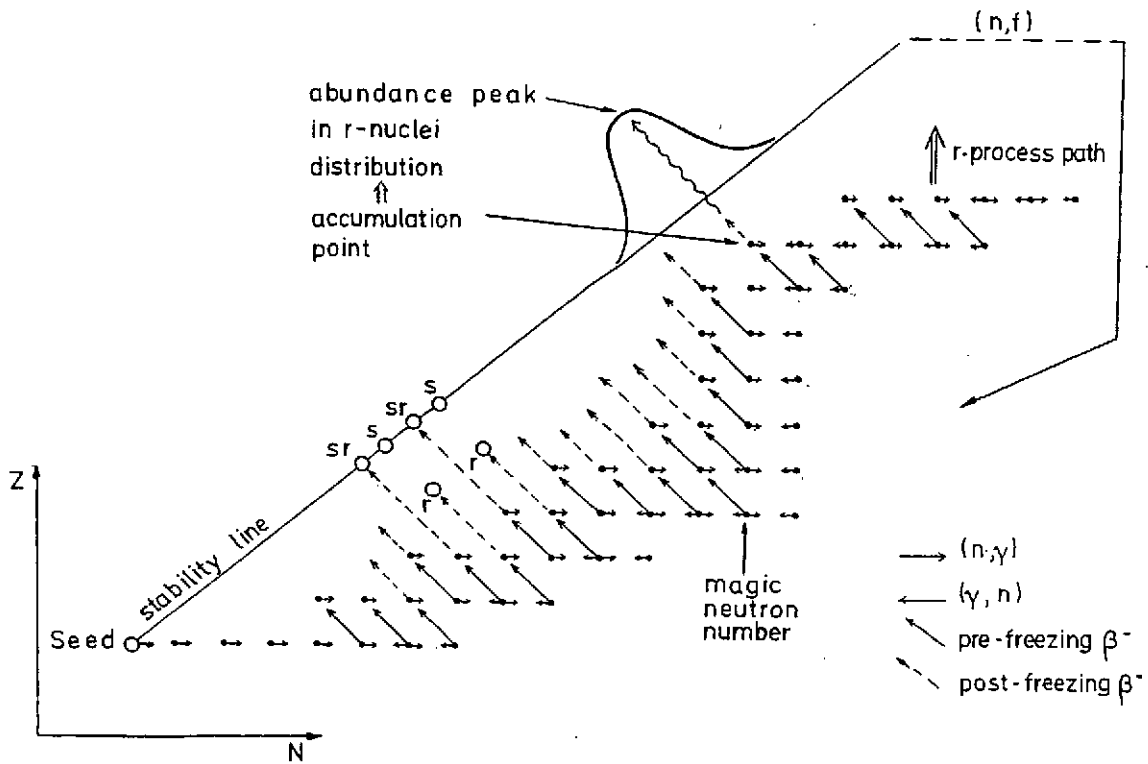


Figure 14. Représentation schématique du processus r.

$$\begin{aligned}
 & + \sum_f q_{Z_f, A_f}(Z, A) \lambda_{\beta f}^{Z_f-1, A_f} N(Z_f - 1, A_f) \\
 & + \sum_f q_{Z_f, A_f}(Z, A) \lambda_{nf}^{Z_f, A_f-1} N(Z_f, A_f - 1)
 \end{aligned} \quad (15)$$

où $N(Z, A)$ est la densité numérique du noyau (Z, A) et N_n celle des neutrons. $\langle \sigma v \rangle_{Z, A}$ est le taux de réaction (n, γ) du noyau (Z, A) moyenné sur une distribution de Maxwell-Boltzmann (cf Chap. 2), $\lambda_{\gamma, n}^{Z, A}$ son taux de photodésintégration (γ, n) , $\lambda_{\beta}^{Z, A}$ son taux de désintégration β , $\lambda_{\beta k n}^{Z, A}$ son taux d'émission β -retardée de k neutrons et $\lambda_{\alpha}^{Z, A}$ son taux de décroissance α . Les derniers termes correspondent au recyclage par fission. Le facteur $q_{Z_f, A_f}(Z, A)$ est la probabilité qu'un noyau (Z_f, A_f) fissionnant spontanément au taux $\lambda_f^{Z_f, A_f}$ produise le fragment (Z, A) . La fission peut également s'effectuer par fission β -retardée au taux $\lambda_{\beta f}$ ou par capture de neutron au taux λ_{nf} .

A partir du réseau de réactions nucléaires couplant entre eux tous les noyaux impliqués, il est possible d'estimer la production des noyaux r dans un site astrophysique donné, ce site fixant les conditions thermodynamique (c'est-à-dire essentiellement la température et la densité du milieu) et leur évolution, ainsi que la composition initiale du milieu.

Le processus r qui est responsable d'environ 50% des noyaux plus lourds que le fer présents dans le système solaire (ainsi que dans notre Galaxie en général; voir Fig. 4) reste extrêmement mal compris, tant du point de vue de la physique nucléaire impliquée que des sites astrophysiques où il est susceptible de se dérouler. Deux types de modèles ont été utilisés dans l'étude du processus r , à savoir ceux de nature paramétrique et ceux de nature "réaliste". Les modèles paramétriques font abstraction des conditions thermodynamiques prédites par les modèles réalistes, mais tentent d'extraire de la comparaison avec les abondances solaires les

conditions sous lesquelles les éléments r ont été produits. En dernier recours, il est évident que seuls les modèles stellaires réalistes peuvent valider les conclusions des modèles paramétriques. Malheureusement, la modélisation des sites susceptibles de produire des éléments r n'en est toujours qu'à ses balbutiements, et la complexité d'une telle tâche ne nous permettra pas de résoudre le problème global du processus r avant de nombreuses années. Dans ces conditions, il est légitime de l'aborder de façon paramétrique.

4.1. Le modèle canonique et les modèles paramétriques

Le modèle paramétrique sous sa forme la plus élémentaire est connu sous le nom de modèle canonique et permet de décrire de façon hautement simplifiée la majorité des transformations nucléaires associées au processus r . Le modèle canonique est basé sur l'hypothèse fondamentale que la température et la densité neutronique du milieu considéré restent constantes durant un laps de temps τ fixé. En outre, le milieu irradié est supposé être composé uniquement de ^{56}Fe . Durant la phase d'irradiation τ , les concentrations neutroniques sont également supposées être suffisamment importantes et les températures suffisamment élevées pour que les réactions nucléaires (n, γ) et électromagnétiques (γ, n) soient toujours beaucoup plus rapides que les désintégrations β . Par contre, après le temps τ , toutes les réactions nucléaires et électromagnétiques sont gelées instantanément, ne laissant aux noyaux formés que la possibilité de se désintégrer par radioactivité β (ou par émission retardée de neutrons).

De telles approximations facilitent grandement la description du flot nucléaire. Les captures de neutrons produisent des noyaux de plus en plus riches en neutrons, ceux-ci étant de moins en moins liés. Les réactions (n, γ) se font en conséquence de plus en plus lentes, tandis que les réactions inverses (γ, n) s'accélèrent. Comme les désintégrations β sont supposées plus lentes que ces transformations, un équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ peut s'établir le long de chaque chaîne isotopique. Dans ces conditions, les abondances relatives $N(Z, A)$ des isotopes à nombre de charge Z s'expriment simplement (à partir de Eq. 9) en fonction de la température T , de la densité neutronique N_n et des énergies de séparation neutronique S_n par

$$\frac{N(Z, A+1)}{N(Z, A)} = \frac{G(Z, A+1)}{G(Z, A)} \left(\frac{A}{A+1} \frac{2\pi\hbar^2}{m_n kT} \right)^{3/2} N_n \exp[S_n(Z, A+1)/kT], \quad (16)$$

où $G(Z, A) = \sum_i (2J_i + 1) \exp(-E_i/kT)$ (J_i et E_i sont le spin et l'énergie du niveau excité i) est la fonction de partition de (Z, A) déjà définie au Chap. 2 (Eq. 10), m_n l'unité de masse atomique et k la constante de Boltzmann.

L'hypothèse d'un équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ est aussi connue sous le nom d'approximation du point d'attente. En effet, au sein d'une chaîne isotopique, seuls les quelques noyaux caractérisés par une énergie de séparation neutronique

$$S_n(Z, A) \simeq S_n^0[\text{MeV}] = \left(34.075 - \log N_n [\text{cm}^{-3}] + \frac{3}{2} \log T_9 \right) \frac{T_9}{5.04} \quad (17)$$

(où T_9 est la température exprimée en milliards de K) sont produits en quantité non négligeable. Après réalisation de l'équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$, de tels noyaux *attendent* de subir une désintégration β pour produire des noyaux plus lourds de nombre de charge $Z + 1$, pour lesquels un équilibre isotopique est également établi.

Le flot nucléaire présente une caractéristique très intéressante au voisinage des fermetures de couches neutroniques. Dès qu'une couche neutronique est remplie, l'énergie de séparation neu-

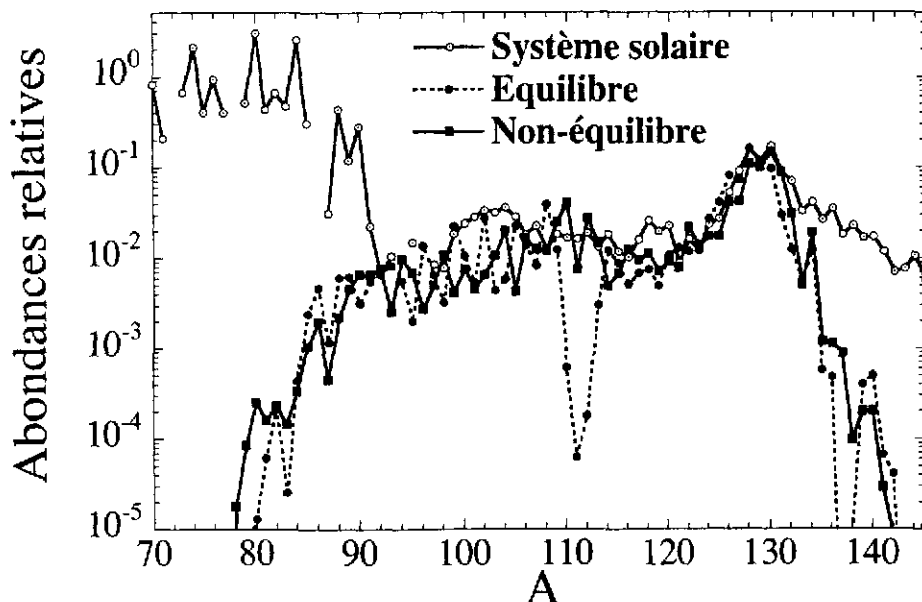


Figure 15. Distributions d'abondance prédites par le modèle canonique d'équilibre (trait pointillé) et de non-équilibre (trait plein) pour un événement dans les conditions $T_9 = 1.2$, $N_n = 10^{21} \text{cm}^{-3}$ et $n_{cap} = 65$. Les abondances solaires sont illustrées pour permettre une comparaison relative.

tronique chute brutalement, si bien que la capture d'un neutron par un noyau à nombre magique de neutrons est fortement ralentie par rapport à la réaction inverse de photodésintégration. Le processus r suit donc un chemin à nombre neutronique N constant qui se rapproche petit à petit de la vallée de stabilité. Les derniers points d'attente le long d'une fermeture de couche sont donc relativement plus stables vis-à-vis de la désintégration β que les autres. D'autre part, les énergies de séparation neutroniques correspondantes sont assez grandes (et par conséquent les captures neutroniques assez rapides et les photodésintégrations assez lentes) pour que le flot nucléaire puisse progresser au-delà des fermetures des couches. Ainsi, ces fermetures constituent des goulots d'étranglement dans le flot nucléaire où peuvent s'accumuler les nucléides.

Le flot nucléaire décrit ci-dessus se maintient pendant la durée τ de l'irradiation. A des instants ultérieurs, les processus "post-irradiation" déjà mentionnés plus haut deviennent opérationnels et conduisent à la production des nucléides r et sr . L'accumulation de matière aux fermetures de couches neutroniques est responsable des pics d'abondance observés en particulier dans la distribution solaire des éléments r , comme schématisé à la Fig. 14.

Le modèle canonique a le grand avantage de permettre une détermination aisée des abondances produites par le processus r dès que les conditions thermodynamiques (T , N_n , τ) d'un événement sont fixées. En outre, le chemin du processus r pour un événement canonique défini ci-dessus ne dépend que du paramètre astrophysique S_α^0 , si bien que les abondances r finales sont des fonctions des grandeurs S_α^0 et τ . Un exemple est illustré à la Fig. 15 dans les conditions $T_9 = 1.2$; $N_n = 10^{21} \text{cm}^{-3}$ (càd $S_\alpha^0 = 3.1 \text{ MeV}$) et $\tau = 1 \text{ s}$ (càd $n_{cap} = 65$, cf ci-dessus). Du point de vue de la physique nucléaire, la connaissance de la vitesse des réactions (n, γ) et (γ, n) n'est pas requise en raison de l'hypothèse d'un équilibre (n, γ) - (γ, n); la connaissance des énergies de liaison, fonctions de partition et taux de désintégration β est suffisante pour mener un calcul d'abondances, du moins si les processus β -retardés, les désintégrations α et les fissions sont négligés.

La cohérence interne du modèle canonique du processus r et la validité de ses hypothèses

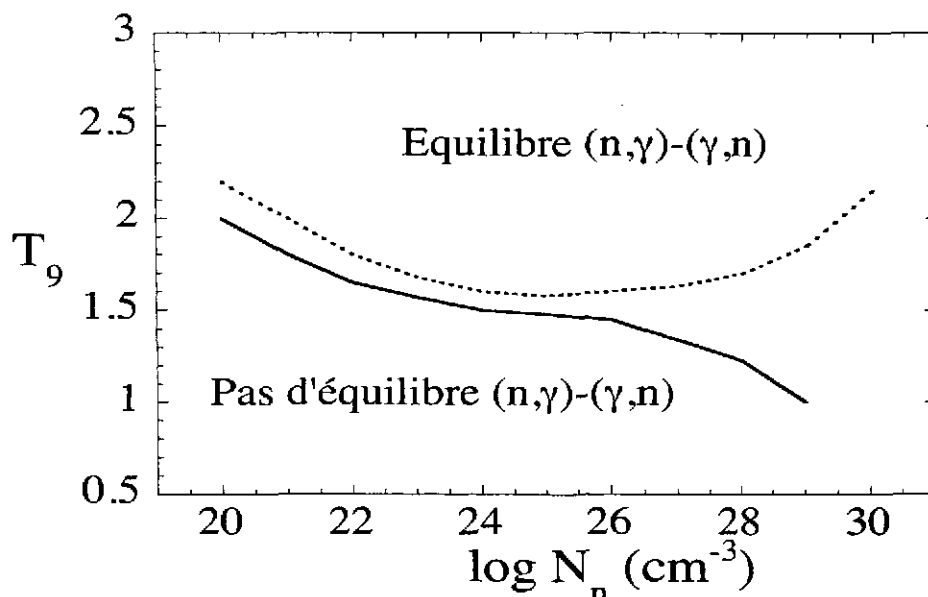


Figure 16. Limite de validité de l'approximation du point d'attente dans le plan (T, N_n) . La courbe en trait plein est obtenue par une estimation statistique des sections efficaces (n, γ) ⁵⁸⁾. La courbe en trait pointillé prend en compte, dans l'estimation des sections efficaces (n, γ) , les corrections de la composante directe et des caractéristiques exotiques des noyaux riches en neutrons ⁵⁹⁾ (cf Chap. 4.3.3).

de base ne peuvent évidemment être assurées dans certaines conditions thermodynamiques. En particulier, la condition fondamentale de réalisation d'un équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ ne peut être remplie que si les températures et densités neutroniques sont suffisamment élevées pour assurer des captures neutroniques et photodésintégrations plus rapides que les décroissances β . La limite de validité de l'approximation du point d'attente est illustrée à la Fig. 16 ^{58,59)}. Une telle frontière reste évidemment très sensible à la physique nucléaire considérée et aux incertitudes dans l'estimation des sections efficaces de capture de neutrons, comme indiqué à la Fig. 16.

A basse température ou à faible densité neutronique, un tel équilibre ne peut être réalisé. Ces conditions correspondent à un "événement canonique de non-équilibre". Dans ce cadre, les abondances relatives des isotopes ne peuvent plus être calculées par la formule (16), et un calcul complet de réseau nucléaire (Eq. 15) décrivant les compétitions entre toutes les réactions nucléaires s'impose. Dans ces conditions, il est utile de définir, par analogie avec le processus s, le nombre

$$n_{cap}(t) = \sum_i A_i N_i(t) - A_i N_i(t=0) \quad (18)$$

de neutrons capturés par noyau de Fe, où la somme s'étend sur tous les noyaux participant au processus r. Alors que les abondances dépendent principalement de S_a^0 et τ dans un événement d'équilibre, elles sont essentiellement fonction de S_a^0 et n_{cap} dans un événement de non-équilibre. Un exemple d'événement de non-équilibre est donné à la Fig. 15. La comparaison avec le même événement en supposant l'équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ met en évidence les erreurs liées à l'approximation du point d'attente, à basse température ou à faible densité neutronique.

Le modèle canonique d'équilibre a longtemps prétendu pouvoir fournir une explication complète de l'abondance solaire des nucléides r, du moins par la prise en compte d'un minimum de 3 événements, chacun d'entre eux étant associé à un ensemble de conditions (T, N_n, τ) conduisant à la reproduction de l'un des 3 pics d'abondances observés dans la distribution solaire

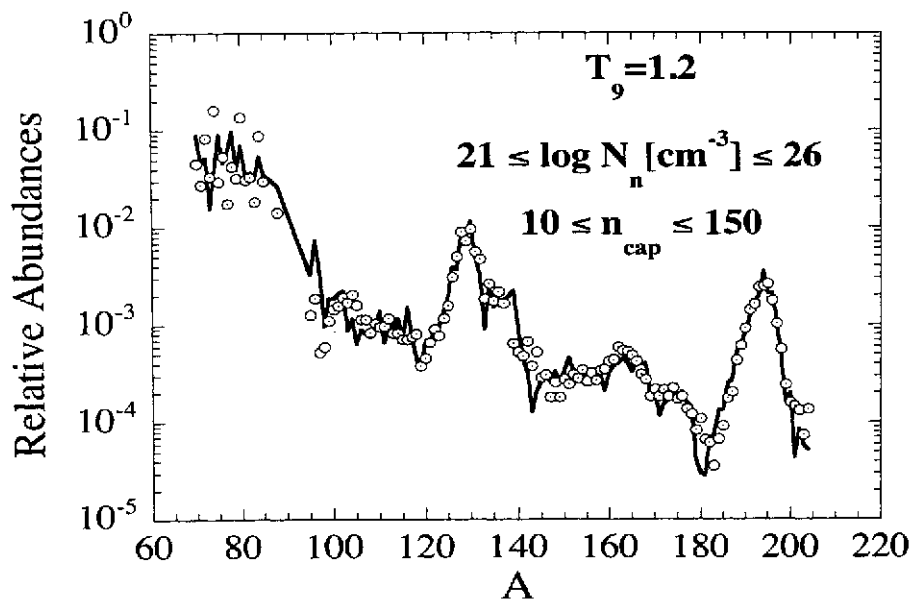


Figure 17. Comparaison de la distribution solaire des abondances r avec celle prédite par le modèle à grand nombre d'événements de non-équilibre⁶⁰⁾.

des noyaux r (et correspondant aux fermetures de couche $N = 50, 82$ et 126). La distribution résultante des abondances présente cependant un ensemble de caractéristiques peu satisfaisantes. Cette situation résulte vraisemblablement du caractère simpliste du modèle canonique d'équilibre, ainsi que des nombreuses incertitudes affectant encore les prédictions relatives aux noyaux riches en neutrons. A cet égard, un modèle paramétrique plus sophistiqué faisant appel à un grand nombre d'événements de non-équilibre (et similaire au modèle du processus s à grand nombre d'événements décrit au Chap. 3) a été introduit^{58,60)}. Une telle approche considère une superposition d'événements canoniques de non-équilibre judicieusement choisie afin de reproduire les abondances r solaires. Un exemple d'abondances ainsi calculées est fourni à la Fig. 17. Les conditions thermodynamiques associées sont représentées dans le plan $(S_\alpha^0, n_{\text{cap}})$ à la Fig. 18.

Ce modèle d'événements multiples de non-équilibre a pour but de simuler une superposition continue de conditions thermodynamiques qui pourrait avoir conduit aux abondances r solaires. La continuité des distributions thermodynamiques est une conséquence non seulement du grand nombre d'événements astrophysiques qui ont pu enrichir notre système solaire en éléments r durant les quelques 10 milliards d'années d'évolution galactique qui se sont écoulées avant la formation du Système Solaire, mais aussi des nombreuses conditions thermodynamiques différentes susceptibles d'être rencontrées au sein d'un même site astrophysique.

De nombreux progrès restent encore à réaliser dans la modélisation paramétrique du processus r . En particulier, il serait souhaitable d'opérer une sélection des conditions thermodynamiques aussi réalistes que possibles s'inspirant de modèles astrophysiques détaillés. D'autre part, les incertitudes nucléaires hypothèquent encore gravement la fiabilité des prédictions (voir Chap. 4.3). Notons encore que la détermination des abondances solaires des noyaux r pose également des problèmes. En effet, pour les noyaux mixtes sr , la contribution r est déduite des abondances observées (cf Chap. 1) après soustraction des abondances produites par le processus s classique (cf. Chap. 3). Il faut cependant souligner que, même si le modèle classique du processus s donne de bons résultats, de nombreuses incertitudes subsistent à la fois dans l'estimation

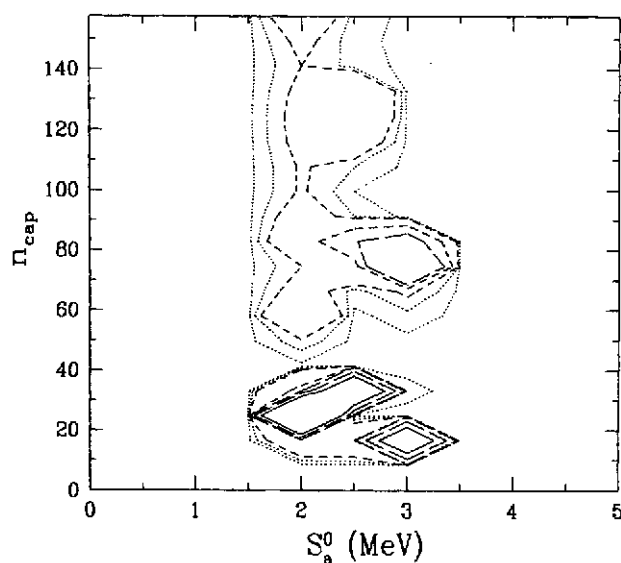


Figure 18. Distribution statistique dans le plan (S_a^0, n_{cap}) des événements conduisant au profil d'abondance de la Fig. 17. Les contours des poids statistiques égaux à $5 \cdot 10^{-4}$ et 10^{-3} sont en pointillés. Les contours des poids 10, 100 et 1000 fois plus grandes sont représentées par des traits d'axe courts, longs et pleins, respectivement ⁶⁰⁾.

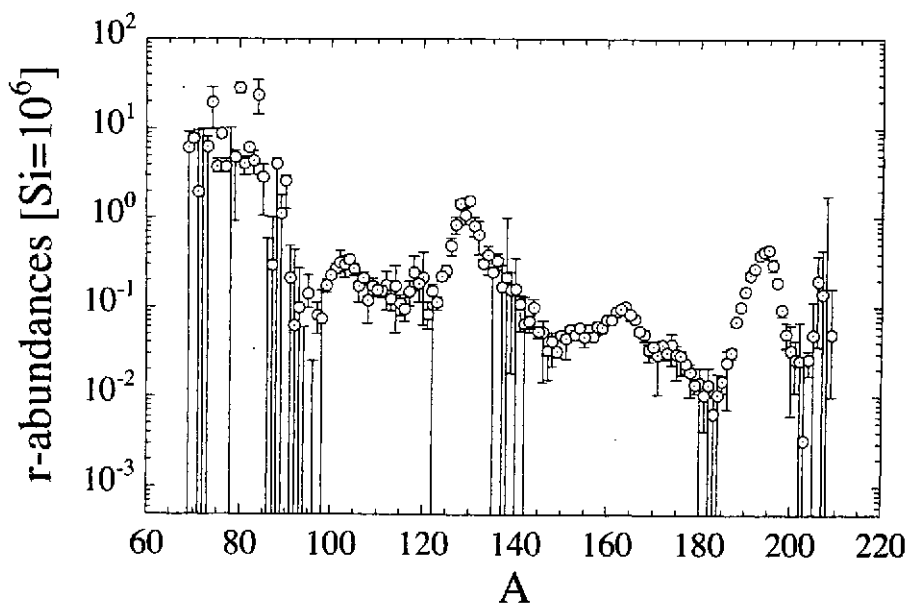


Figure 19. Abondances r solaires. Les barres d'erreur résultent des incertitudes affectant encore le modèle paramétrique du processus s ⁴⁸⁾.

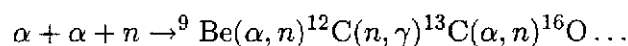
des sections efficaces et demi-vie β des noyaux impliqués et dans la distribution précise des irradiations neutroniques auxquelles la matière du système solaire a été exposée, une distribution exponentielle (Eq. 3) n'étant manifestement qu'un choix mathématiquement confortable. De telles imprécisions dans la modélisation du processus s peuvent affecter la prédiction des abondances des noyaux r, et en particulier celles des noyaux mixtes sr à $A \simeq 120$, $A \simeq 140$, $A \simeq 180$ et $A \simeq 208$ ^{35,48)}, comme indiqué à la Fig. 19. Les grandes barres d'erreur signifient que le nucléide en question peut être totalement produit par le processus s; dans ce cas, il n'est pas possible de déterminer de façon fiable la contribution résultante due au processus r.

4.2. Les sites astrophysiques du processus r

La recherche des sites astrophysiques du processus r reste l'un des plus grands problèmes rencontrés par les astrophysiciens, bien que de nombreuses propositions aient été formulées et que de nombreux modèles aient été élaborés, faisant parfois référence à des situations relativement exotiques (comme la collision de deux étoiles à neutrons). Depuis longtemps⁶¹⁾, l'explosion d'étoiles massives ($M \geq 10M_{\odot}$) en supernova de type II est regardée comme le site le plus probable du processus r notamment en raison des grandes densités neutroniques, hautes températures et courts temps d'irradiation neutronique susceptibles d'être rencontrés dans certaines régions de ces objets, ces conditions étant essentielles au bon déroulement du processus r. Dans ce cadre, deux classes de modèles ont été proposées. La première fait appel à l'explosion des couche relativement externes, riches en He ou en C. L'onde de choc associée à l'explosion comprime et chauffe suffisamment ces couches pour que des réactions telles que $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ou $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ puissent se produire. Cependant, les concentrations neutroniques résultantes ne permettent pas la réalisation d'un processus r suffisamment développé pour rendre compte de la synthèse des noyaux lourds en abondance solaire^{62,63)}.

La seconde classe de modèles, originellement introduite par Burbidge et al.⁶¹⁾, fait appel à la région de l'étoile située à la base de l'ejecta de la supernova, juste au-dessus du résidu de la supernova en formation (étoile à neutrons ou trou noir)^{23,64)}. La description détaillée de cette région est extrêmement complexe et reste très incertaine. Des progrès ont cependant été enregistrés récemment et ont fait espérer que le site du processus r était enfin identifié. Plus spécifiquement, les modèles les plus détaillés et les plus récents prédisent le développement d'une "bulle chaude" à l'interface entre le résidu et l'ejecta d'une supernova de type II². Cette bulle, caractérisée par de très hautes températures et relativement basses densités, serait le siège d'un processus nucléosynthétique appelé processus α , précurseur possible du processus r⁶⁶⁻⁶⁸⁾. Quelques-unes des caractéristiques d'une bulle chaude sont présentées aux Figs. 20. La Fig. 20(a) montre le développement d'une bulle suite à l'expansion de l'enveloppe et à la contraction du résidu central (étoile à neutrons). La Fig. 20(b) fait apparaître que la bulle est alimentée en permanence par un flot de matière éjecté de la surface de l'étoile à neutrons en formation sous l'effet du flot de neutrinos perdus diffusivement par cette étoile. Cette matière est désignée sous le nom de "vent induit par neutrinos". Les températures et densités rencontrées de ce vent sont représentés à la Fig. 21. Ces conditions impliquent que l'entropie du milieu (dominé par la radiation, de sorte que $s \propto T^3/\rho$) est élevée. C'est pourquoi une bulle chaude est souvent appelée "bulle à haute entropie".

Aux températures les plus élevées (le plus proche de l'étoile à neutrons), le vent est essentiellement fait de neutrons et (dans une moindre mesure) de protons (la neutralité électrique est assurée par des électrons libres). L'expansion de ce vent provoque une diminution de la température. Lorsque $T \simeq 10^{10}$ K, les neutrons et protons commencent à se recombiner en particules α . Entre $7 \cdot 10^9$ et $5 \cdot 10^9$ K, une petite partie des particules α et neutrons reconstituent des noyaux lourds par



² La discussion de la physique de l'explosion des étoiles massives en supernova de type II sort du cadre de ces leçons. Le lecteur intéressé peut utilement consulter Bludman et al.⁶⁵⁾.

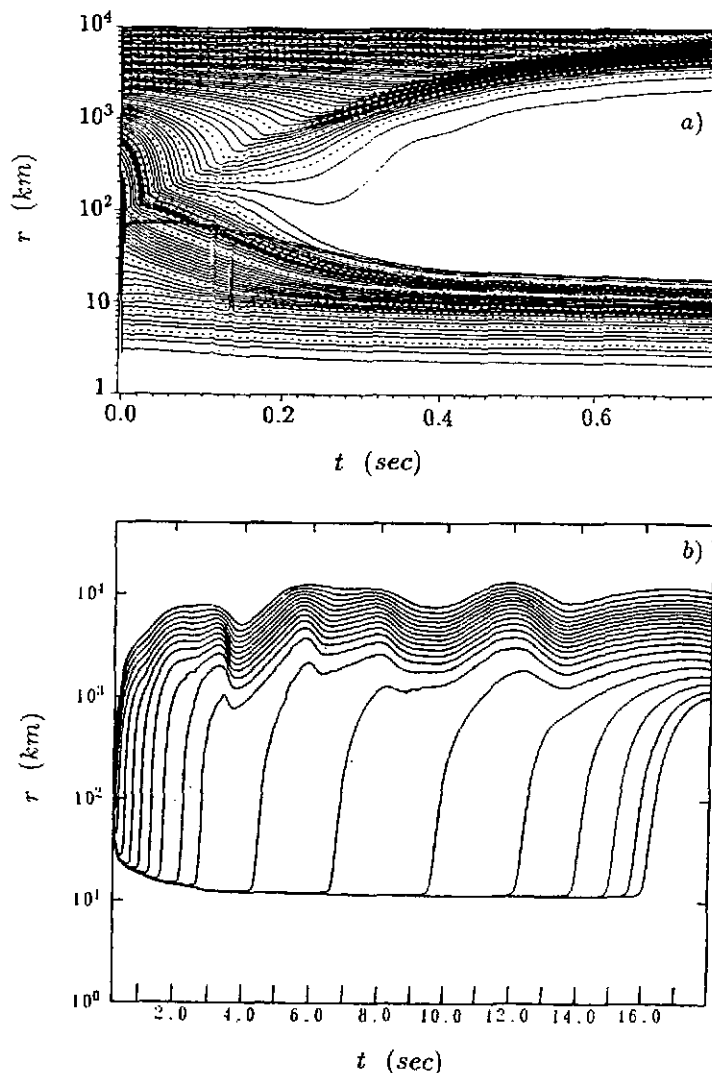


Figure 20. Simulation de l'évolution de la position radiale de plusieurs couches internes d'une étoile de $20 M_{\odot}$ en explosion⁶⁷⁾.

Cette chaîne nucléaire faite d'une combinaison de réactions (α, n) et (n, γ) est appelée "processus α ". Elle est susceptible de produire des noyaux plus lourds que Fe, le flot nucléaire correspondant étant situé sur le versant riche en neutrons de la vallée de stabilité nucléaire, comme illustré à la Fig. 22. La localisation précise de ce flot dépend sensiblement de l'entropie. D'autre part, toute diminution de densité réduit la possibilité de produire des noyaux lourds en raison de la dépendance en ρ^2 de la vitesse de réaction αn . Enfin, à $T \lesssim 2 \cdot 10^9$ K, les réactions (α, n) deviennent trop lentes pour alimenter le flot nucléaire, ce qui met fin au processus α . A ce moment, la matière de la bulle est faite de neutrons, particules α et noyaux lourds.

Si le nombre de neutrons par noyau lourd est assez grand, le processus α peut donner naissance au processus r (Fig. 22). Considérant que des noyaux $A \simeq 100$ peuvent émerger du processus α , des noyaux à $A \simeq 200$ peuvent être produits par le processus r si ± 100 neutrons sont disponibles en moyenne par noyau lourd synthétisé. La Fig. 23 indique que des entropies par nucléon $s \simeq 500$ (en unité de la constante de Boltzmann) doivent être rencontrées dans la bulle chaude pour disposer d'une telle quantité de neutrons par noyau lourd. Les modèles récents indiquent que des entropies aussi élevées ne peuvent être réalisées dans la bulle chaude, les valeurs maximales prédites avoisinant $s \simeq 100$ ⁶⁸⁾. Une augmentation artificielle de l'entropie

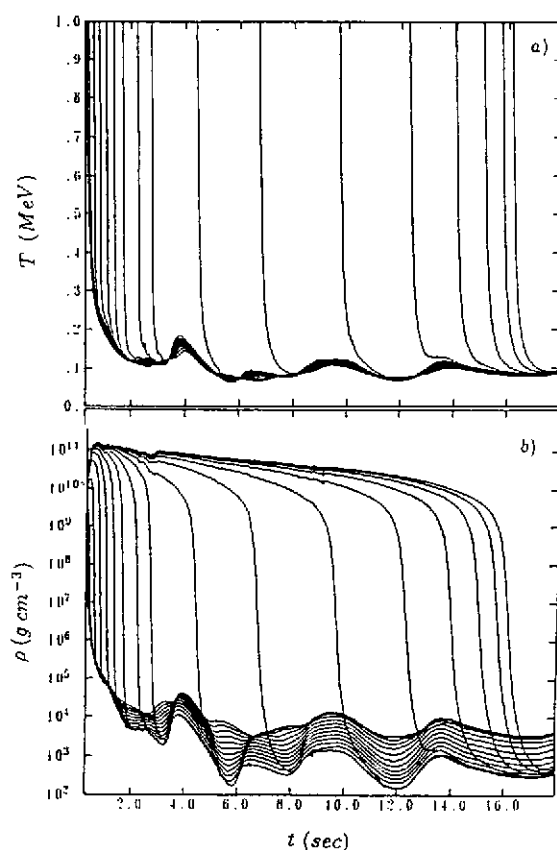


Figure 21. Températures (a) et densités (b) rencontrées dans le vent induit par neutrinos dans la bulle représentée à la Fig. 20⁶⁷⁾.

par un facteur 5 ($s \simeq 500$) démontre que les éléments r jusqu'aux plus lourds peuvent en effet être produits dans une bulle chaude, comme illustré à la Fig. 24. Il reste à prouver que de telles entropies (ou alternativement des temps d'expansion faibles) peuvent effectivement être réalisées dans certaines supernovae au moins. Les dernières conclusions à ce sujet ne sont pas très prometteuses⁷¹⁾.

Ajoutons enfin que le scénario de la bulle chaude, s'il est confirmé, pourrait rendre compte du contenu en éléments r de la Galaxie ($\pm 3 \cdot 10^4 M_{\odot}$) si quelques $10^{-4} M_{\odot}$ de noyaux r pouvaient être éjectée par chacune des supernovae qui se sont produits depuis la naissance de la Galaxie.

Finalement, signalons que d'autres scénarios astrophysiques ont également été suggérés comme sites possibles du processus r . Il s'agit, entre autres, de la collision de deux étoiles à neutrons^{72,73)} ou d'une étoile à neutrons et d'un trou noir^{74,75)}, de l'explosion d'étoiles à neutrons sous la masse critique⁷⁶⁾, de jets provenant de l'implosion des coeurs stellaires en rotation rapide ou soumis à de grands champs magnétiques internes^{77,78)}.

4.3. La physique nucléaire du processus r

Le processus r a la particularité de produire des noyaux plus "exotiques" (expérimentalement inconnus) que les autres mécanismes de synthèse des noyaux lourds. En effet, comme indiqué précédemment, le processus r implique un très grand nombre de noyaux situés entre la vallée

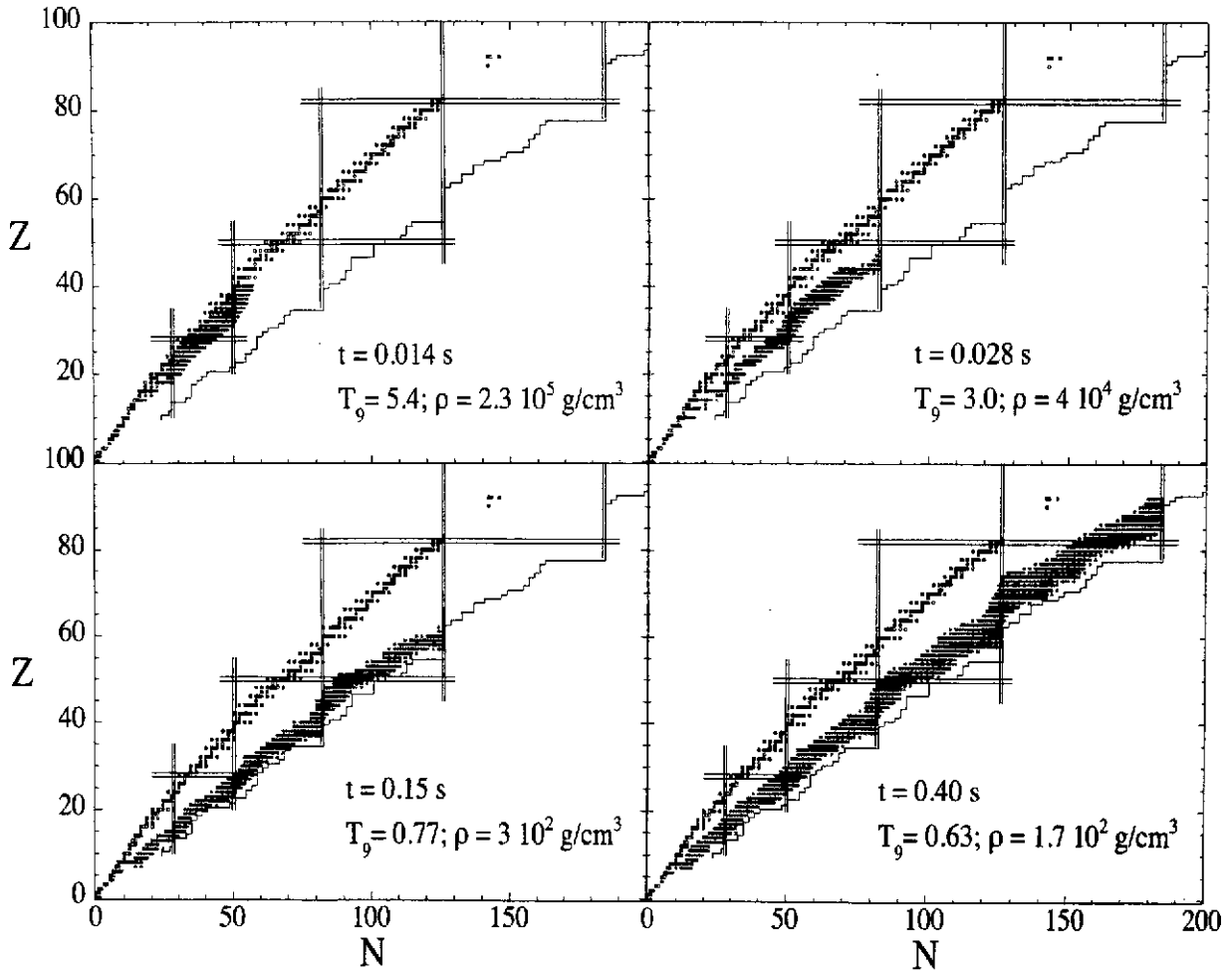


Figure 22. Exemple d'évolution des flots nucléaires (symbolisés par les carrés gris et noirs représentant les noyaux dont la fraction massique excède 10^{-12}) résultant du processus α et r à une entropie par nucléon $s = 200$ (en unité de la constante de Boltzmann) et une fraction électronique $Y_e = Y_p / (Y_n + Y_p) = 0.40$, Y_n (Y_p) étant l'abondance de neutrons (protons). Les lignes verticales et horizontales en trait plein schématisent les fermetures de couche neutronique et protonique, respectivement. La vallée de stabilité β est représentée par les carrés supérieurs, alors que le trait inférieure localise la ligne de drip neutronique, c-à-d le lieu des noyaux instables vis-à-vis de l'émission d'un neutron.

de stabilité nucléaire et la ligne de *drip* neutronique³. De plus, la modélisation de ce processus requiert non seulement la connaissance de quelques propriétés globales de ces noyaux (comme la masse, la déformation, ...), mais également les propriétés d'interaction de ces noyaux avec le milieu (interactions neutron-noyau, interactions faibles et électromagnétiques, ...). Ces propriétés nucléaires ne sont connues, au mieux, que pour une fraction des noyaux impliqués. Un recours massif à la théorie est donc indispensable.

4.3.1. Les masses nucléaires

Parmi les nombreuses grandeurs nucléaires fondamentales à la modélisation du processus r , les énergies de liaison, ou de façon équivalente, les masses nucléaires, jouent sans aucun doute un rôle dominant. En effet, elles déterminent le bilan énergétique de toute réaction nucléaire, et par conséquent le chemin (Eq. 17), ainsi que les temps caractéristiques du processus r .

³ définie par les noyaux instables vis-à-vis de l'émission d'un neutron, c'est-à-dire tels que $S_n(Z, A) = 0$.

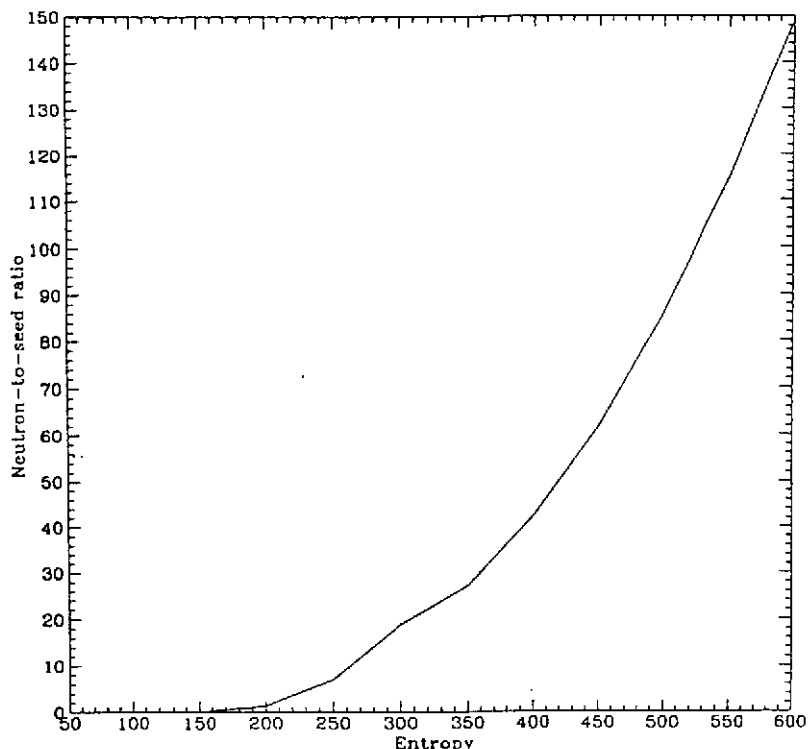


Figure 23. Nombre de neutrons par noyau lourd dans la bulle chaude au moment du gel du processus α en fonction de l'entropie par nucléon en unité de la constante de Boltzmann ⁶⁹⁾.

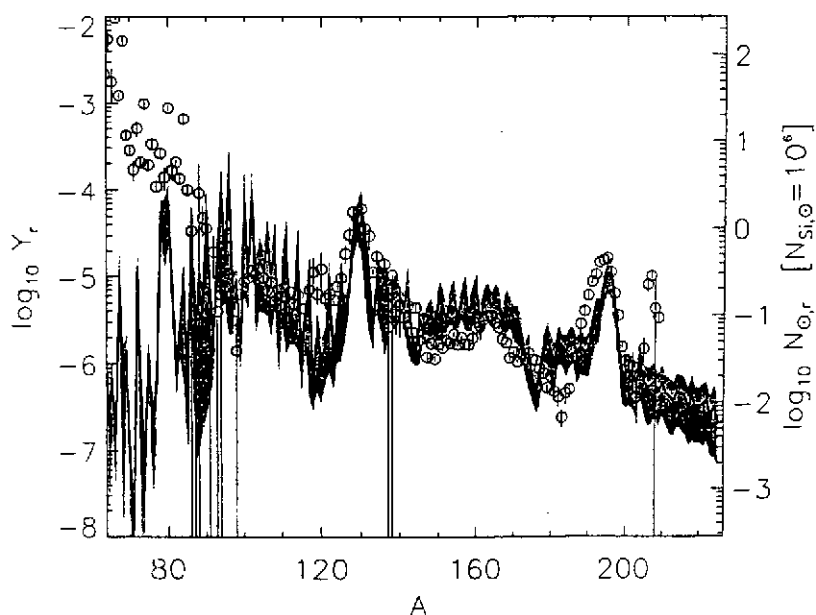


Figure 24. Comparaison de la distribution solaire des abondances r (cercle) avec celles prédites par les calculs de Takahashi et al. ⁷⁰⁾ dans une bulle chaude (trait plein).

De nombreux efforts expérimentaux et théoriques ont été consentis en vue d'améliorer notre connaissance des masses. Les modèles peuvent être groupés en deux grandes catégories, à savoir les modèles macroscopiques-microscopiques et les modèles microscopiques. Plusieurs variantes de la première catégorie ont été développées, la version la plus sophistiquée et la plus utilisée aujourd'hui dans les applications astrophysiques étant le modèle FRDM (Finite-Range Droplet

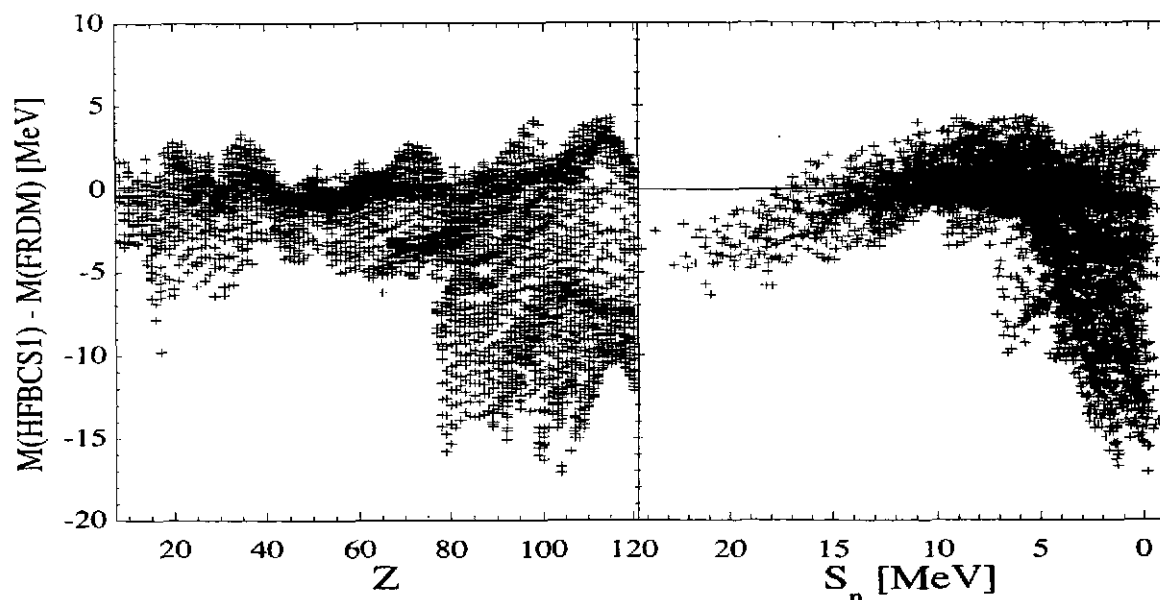


Figure 25. Différences entre les masses prédites par les modèles HFBCS⁸³⁾ et FRDM⁷⁹⁾ en fonction de a) Z , b) l'énergie de séparation neutronique $S_n(Z, A)$.

Model)⁷⁹⁾. L'énergie de liaison y est exprimée comme la somme d'un terme macroscopique décrit par le modèle de la goutte liquide et représentant des propriétés nucléaires intégrales (comme l'énergie de volume, de surface, coulombienne ou d'asymétrie) et d'un terme microscopique prenant en compte les corrections de nature purement quantique (comme les effets de couche ou d'appariement). Le caractère phénoménologique d'une telle approche et ses défauts de cohérence entre parties macroscopique et microscopique sont généralement compensés par l'introduction de paramètres dont les valeurs sont choisies afin de reproduire au mieux les quelque 1900 masses expérimentales⁸⁰⁾.

La popularité de l'approche macroscopique-microscopique vient essentiellement de sa facilité de mise en oeuvre et d'application. En effet, jusqu'à très récemment, aucun modèle de nature plus microscopique n'a pu être appliqué à l'ensemble des noyaux dont les masses sont connues expérimentalement et, à fortiori, utilisé pour prédire avec une fiabilité raisonnable la masse des noyaux exotiques, et en particulier ceux impliqués dans les processus r . L'avènement du modèle ETFSI (Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral)⁸¹⁾ a radicalement modifié cette situation en apportant, par son caractère microscopique, un remède aux lacunes les plus sérieuses des modèles macroscopiques-microscopiques sans mettre en danger son applicabilité à un très grand nombre de noyaux. L'approche ETFSI est une approximation du modèle Hartree-Fock plus BCS (HFBCS) dont la rapidité et la souplesse ont permis de déterminer la force nucléaire effective directement à partir d'un fit aux 1900 masses expérimentales. Grâce aux avancées ouvertes par le modèle ETFSI, il est maintenant possible de déterminer directement la force de Skyrme dans le modèle HFBCS sur base d'un fit aux masses expérimentales^{82,83)}. Basé sur une interaction effective de Skyrme et sur une interaction d'appariement de portée nulle, les approches ETFSI et HFBCS sont capables de prédire les masses connues expérimentalement avec une précision comparable au modèle FRDM tout en faisant appel à un nombre beaucoup plus restreint de paramètres libres (10 au lieu de 25 environ). Cette caractéristique, complétée par la nature plus fondamentale des modèles HFBCS et ETFSI, permet d'espérer une fiabilité

accrue des modèles microscopiques par rapport à l'approche FRDM dans la prédiction de la masse des noyaux très éloignés du domaine exploré expérimentalement. A ce propos, il faut souligner que des formules de masse différentes capables de fournir un accord comparable avec les données expérimentales peuvent sensiblement diverger dans leurs prédictions hors du domaine expérimental. Il en est ainsi des modèles HFBCS et FRDM, comme illustré à la Fig. 25. Des situations de ce type se rencontrent même entre modèles macroscopiques-microscopiques ne différant que dans leur paramétrisation.

Les différences parfois importantes dans la prédiction de la masse des noyaux exotiques ont un impact direct sur la modélisation du processus r , et en particulier sur le chemin de ce processus (Eq. 17) et sur les abondances relatives des isotopes riches en neutrons d'un élément (Eq. 16) (pour plus de détails, voir⁸⁴). Elles affectent aussi d'autres quantités nucléaires essentielles dans le processus r , comme les vitesses de désintégration β au travers de différences dans l'estimation des énergies de transition.

4.3.2. Les taux de désintégration β

Une deuxième grandeur fondamentale dans la modélisation du processus r est le taux de désintégration β . Dans le cadre du modèle canonique, il apparaît clairement que les durées de vie β des points d'attente (et plus particulièrement des points d'accumulation aux fermetures de couche) fixent de façon univoque le nombre de neutrons capturés lors de l'irradiation neutronique.

Comme pour les masses nucléaires, d'importants efforts expérimentaux ont été consentis ces dernières années et ont conduit à la détermination de demi-vies β de noyaux toujours plus exotiques. Des informations complémentaires sur les probabilités de transition ont pu également être obtenues de manière indirecte à partir de mesures sur les réactions (n, p) ou (p, n) . Malgré cela, la grande majorité des noyaux riches en neutrons impliqués dans le processus r restent totalement inabordables expérimentalement et les modèles doivent combler cette lacune.

Deux types de modèles sont couramment appliqués à l'astrophysique. D'un part, divers modèles macroscopiques basés sur une description statistique approchée de certaines propriétés nucléaires ("Gross Theory") ont été développés. Les versions les plus récentes [GT2 (Gross Theory 2) et SGT (Semi-Gross Theory), cette dernière version introduisant des corrections de couche approchées] ont le mérite de reproduire relativement bien les demi-vies β mesurées (Fig. 26) et de fournir des prédictions pour les quelques 3000 noyaux du processus r ^{85,86}.

A l'encontre des modèles mentionnés ci-dessus, les modèles microscopiques visent à estimer les taux de désintégration β à partir d'un calcul des probabilités de transition et des spectres d'excitation sur base d'approximations dont certaines ont été utilisées dans un cadre astrophysique. Parmi celles-ci, citons les approximations de Tamm-Dancoff⁸⁷, des phases aléatoires⁸⁸, des phases aléatoires de quasi-particules (QRPA pour Quasi-Particle Random Phase Approximation)⁸⁹, ou encore la théorie des systèmes finis de Migdal⁹⁰. Comme le montre la Fig. 26, ces modèles microscopiques ou semi-microscopiques n'atteignent pas encore la précision du modèle statistique GT2⁸⁵. De façon générale, les modèles microscopiques rencontrent de nombreuses difficultés à reproduire les demi-vies mesurées, et devraient prendre en compte notamment les transitions interdites et la déformation nucléaire. De nets progrès ont cependant déjà été réalisés dans l'amélioration des modèles microscopiques globaux⁹⁰.

Les incertitudes sur les prédictions des taux de désintégration β handicapent sérieusement tous les modèles de processus r et plus particulièrement ceux qui s'inscrivent dans le cadre

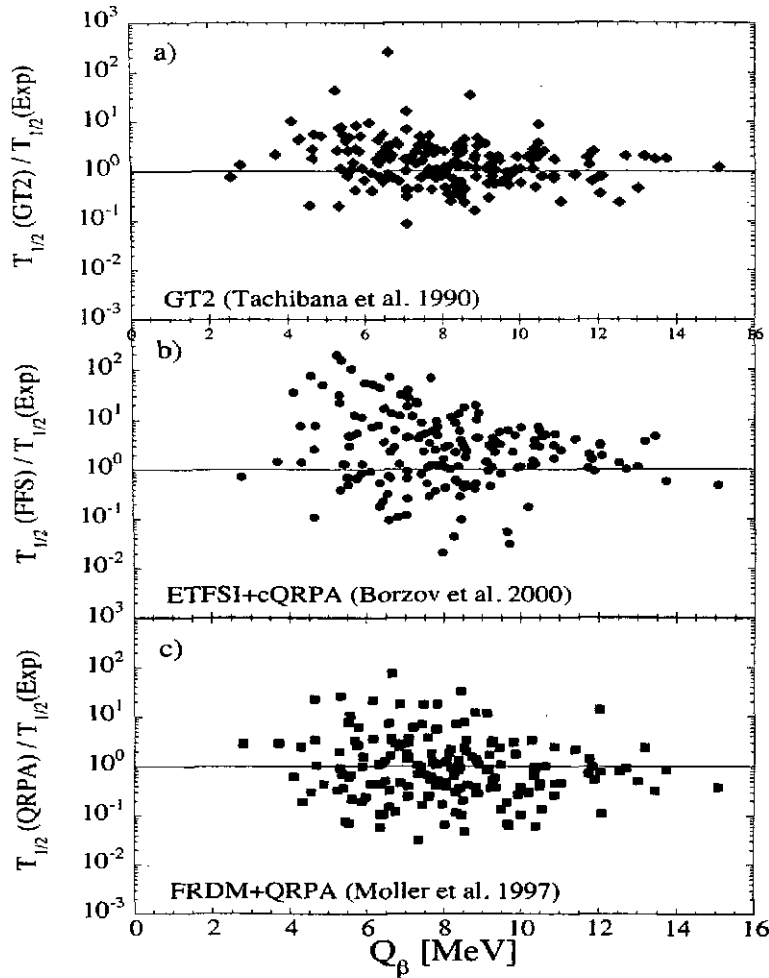


Figure 26. Comparaison des demi-vies expérimentales β^- avec celles prédites par les modèles a) GT2⁸⁵⁾, b) ETFSI-cQRPA⁹⁰⁾ et c) FRDM-QRPA⁸⁹⁾, en fonction de Q_{β} . Seuls les noyaux à demi-vie inférieure à 1 s sont considérés.

d'explosions stellaires réalistes qui ne laissent aucune liberté sur le choix des échelles de temps pendant lesquelles peut se dérouler le processus r . Par contre, dans le cadre des modèles paramétriques, une erreur systématique sur les demi-vies β peut être partiellement compensée par une variation du temps d'irradiation τ . Notons enfin que les incertitudes sur les masses nucléaires affectent également les prédictions fournies par un modèle spécifique de désintégration β . Cependant, l'impact de ces incertitudes est limité dans le cas de noyaux riches en neutrons pour lesquels $Q_{\beta} = M(Z, A) - M(Z + 1, A)$ est suffisamment élevé (parfois de l'ordre de 15 MeV) pour être relativement peu affecté par les différences entre les prédictions des masses nucléaires⁹¹⁾.

Le calcul des taux de désintégration β est aussi de première importance pour l'évaluation des probabilités d'émission de neutrons et de fission retardées, schématisées à la Fig. 27. Ces processus peuvent se développer à partir de noyaux pour lesquels Q_{β} est si grand que la désintégration β peut peupler un niveau intermédiaire d'énergie supérieure à l'énergie de séparation neutronique (on parle alors d'émission de neutron retardée) ou à la barrière de fission (auquel cas une fission retardée peut se produire). Ces réactions peuvent essentiellement jouer un rôle dans la phase post-irradiation du processus r . Ainsi, il est généralement considéré que l'émission retardée de neutrons peut expliquer l'absence d'effets pair-impair marqués dans la distribution solaire des

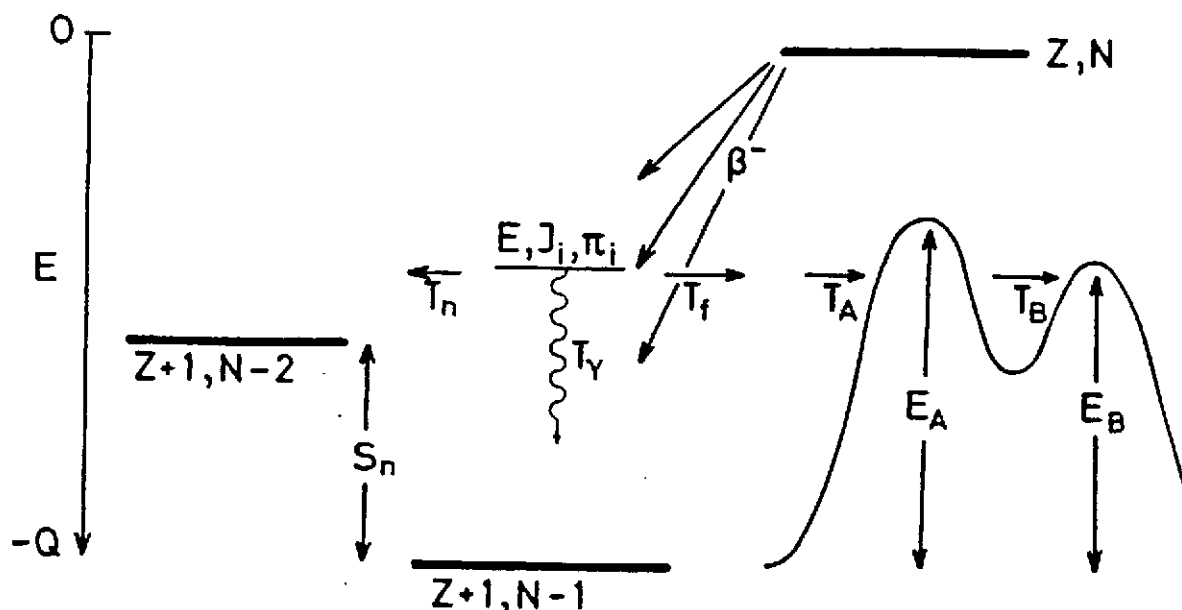


Figure 27. Schéma des processus d'émission retardée de neutron et de fission retardée d'un noyau (Z, N)

nucléides r ⁹²). L'importance de ce mécanisme a été remise en cause dans des modèles récents de processus r ^{69,91}).

L'évaluation de la probabilité des mécanismes retardés reste très incertaine, puisqu'elle met en jeu non seulement les taux de désintégration β , mais aussi des facteurs de transmission neutronique T_n et de transmission au travers de la barrière de fission T_f , cette dernière étant tout particulièrement difficile à évaluer pour les noyaux instables^{93,94}, d'autant que les barrières de fission relatives aux noyaux impliqués dans le processus r sont elles-mêmes très mal connues. Jusque peu, seuls les modèles de type goutte liquide (p.e le modèle FRDM⁷⁹) étaient utilisés pour déterminer de façon systématique les barrières de fission des quelques milliers de noyaux superlourds impliqués dans le processus r . Un premier pas important vers une fiabilité accrue a été franchi par l'application du modèle microscopique ETFSI à la prédiction de ces barrières^{95,96}.

4.3.3. Les taux de capture neutronique

Si, par hypothèse, le modèle canonique du processus r ne requiert aucun calcul des taux de capture neutronique, l'examen de la validité de l'hypothèse de l'équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ conduisant à cette simplification passe nécessairement par l'évaluation de la vitesse des réactions (n, γ) et (γ, n) . La Fig. 16 démontre aussi que cet équilibre ne peut en effet être réalisé que dans une région limitée du plan (T, N_n) .

La nécessité de calculer les vitesses de réaction s'impose également dans le cadre de modèles plus réalistes d'explosion (p.e. dans les bulles chaudes; voir Chap. 4.2). Dans ce cadre, l'approximation d'équilibre ne peut se justifier a priori, en particulier lors de la phase de décroissance de la température et de la densité neutronique associée à la phase d'expansion du milieu en explosion.

Les sections efficaces de capture neutronique ne sont pas connues expérimentalement et sont généralement évaluées sur base d'un modèle statistique de type Hauser-Feshbach (Chap. 2). Il repose sur l'hypothèse que le système initial cible-projectile a le temps de former un noyau composé au sein duquel l'énergie mise à disposition par la fusion est redistribuée entre tous les nucléons. Ceci impose que le nombre de niveaux excités du noyau composé accessibles est

suffisamment élevé. Malgré les incertitudes de diverses natures qui entachent les ingrédients du modèle statistique, celui-ci est capable de reproduire à un facteur 3 près environ la plupart des sections efficaces (n, γ) connues expérimentalement. La situation est sans doute moins satisfaisante loin de la vallée de stabilité, la fiabilité des prédictions des diverses composantes du modèle statistique diminue avec l'augmentation de l'excès de neutrons des noyaux considérés. En particulier, l'énergie de séparation neutronique diminue loin de la vallée de stabilité, si bien que la grande densité de niveaux nucléaires requise pour assurer la validité du modèle statistique n'est plus atteinte à l'approche de la ligne de drip, et particulièrement aux fermetures de couche neutronique. Dans ces conditions, une réaction (n, γ) peut se produire sans passer par l'étape intermédiaire de formation d'un noyau composé, mais en faisant directement intervenir l'un des états liés du noyau final. Cette contribution directe (cf. Chap. 2) peut dominer le mécanisme de capture, mais aussi être interdite. Dans ce dernier cas, la capture de neutrons par les noyaux exotiques est fortement ralenties, ce qui explique la remontée de la limite de validité de l'approximation du point d'attente aux hautes densités neutroniques, comme illustrée à la Fig. 16.

Un autre effet est également susceptible de modifier la capture neutronique par les noyaux exotiques riches en neutrons. Il s'agit de l'apparition, dans les noyaux à grand excès de neutrons, d'un mode collectif dipolaire, appelé résonance pygmée, qui permet une désexcitation rapide du noyau composé par émission de photons. Un tel mode de désexcitation a été confirmé expérimentalement et pourrait fortement accélérer la composante résonante de la capture radiative et ainsi influencer les prédictions relatives au processus r ⁹⁷⁾.

4.4. L'âge des nucléides r

Sur base de l'abondance des radionucléides ¹⁸⁷Re, ²³²Th, ²³⁵U et ²³⁸U mesurées dans les météorites, la nucléo-cosmochronologie tente de déterminer l'âge des nucléides r , c-à-d une limite inférieure de l'âge de la Galaxie et de l'Univers. D'autre part, la possibilité a été évoquée récemment de développer une nouvelle nucléo-cosmochronologie, ne reposant pas sur la composition du système solaire, mais au contraire sur l'abondance du Th dans des étoiles d'âges différents, et en particulier dans des étoiles de très faible métallicité⁹⁸⁾. De multiples difficultés entachent encore toute chronométrie basée sur l'abondance de Th observée à la surface de ces étoiles. Ces problèmes concernent certaines hypothèses sous-tendant le développement de cette chronométrie⁹⁹⁾, mais aussi les incertitudes astrophysiques et nucléaires du modèle canonique du processus r ¹⁰⁰⁾.

Beaucoup a été écrit sur l'âge de la Galaxie déduite d'une approche nucléo-cosmochronologique. Rappelons simplement que le développement d'une bonne chronométrie basée sur les radionucléides mentionnés plus haut requiert tout d'abord une prédiction fiable de leur production stellaire, en plus bien entendu de leur période radioactive. D'autre part, il est essentiel de disposer d'un modèle détaillé d'évolution chimique de la Galaxie.

D'un examen critique de la mesure dans laquelle ces différents besoins sont rencontrés, Arnould et Takahashi¹⁰¹⁾ concluent que les incertitudes entachant encore les abondances solaires de U et Th couplées aux problèmes posés par l'évaluation du niveau de production de ces radionucléides dans le processus r interdisent de considérer U et Th comme des cosmochronomètres fiables. Cette conclusion est en désaccord marqué avec une opinion largement

répandue basée sur un modèle simpliste de processus r et d'évolution galactique acceptant des solutions *mathématiques* ne représentant aucun degré de fiabilité *physique*.

D'autre part, Arnould et Takahashi¹⁰¹⁾ soulignent que la paire $^{187}\text{Re}-^{187}\text{Os}$, si elle ne peut encore prétendre au status de chronomètre fiable, offre malgré tout les meilleures perspectives d'avenir. Cette affirmation trouve une justification partielle dans la mesure récente de la vitesse de création e de ^{187}Re ionisé¹⁰²⁾, qui joue un rôle important dans la chronométrie basée sur $^{187}\text{Re} - ^{187}\text{Os}$.

5. Le Processus p

Le processus p est a été introduit dans le but d'expliquer la synthèse des noyaux stables de type p, dont l'abondance solaire est représentée à la Fig. 4. Clairement, les noyaux p ne peuvent être produits dans une chaîne de captures de neutrons. Par contre, ils pourraient être synthétisés à partir de noyaux s ou r pré-existants et subissant des réactions (p, γ) , (γ, n) ou (γ, α) , ces transformations étant éventuellement complétées par des désintégrations β^+ ou par des captures électroniques.

Les captures de protons sur des noyaux lourds ou les photodésintégrations envisagées ne peuvent être assez rapides pour pouvoir transformer assez de noyaux s et r en nucléides p dans des conditions stellaires réalistes que si les températures excèdent $2 \cdot 10^9$ K environ.

Les sites astrophysiques qui semblent capables de fournir les conditions thermodynamiques requises au bon déroulement du processus p sont les couches riches en O et Ne des étoiles massives, aussi bien dans leur phase pre-supernova¹⁰³⁾ que lors de l'explosion de l'étoile en supernova¹⁰⁴⁻¹⁰⁶⁾. Un exemple de distribution des abondances p obtenues dans des modèles réalistes de supernova de type II¹⁰⁶⁾, est donné à la Fig. 28. L'accord obtenu avec la distribution solaire de l'abondance des nucléides p peut être considéré comme extrêmement satisfaisant, surtout s'il est rappelé que ces prédictions sont basées sur des modèles réalistes de supernovae et ne mettent en jeu aucun paramètre libre. Il faut noter à ce propos que ces prédictions souffrent beaucoup moins des incertitudes affectant la modélisation des supernovae que le processus r. Seule l'énergie totale de l'explosion et les échelles de temps de l'expansion des couches considérées suite au passage de l'onde de choc associée à la supernova influencent les prédictions d'abondance des nucléides p. Des incertitudes proviennent également de la composition initiale, notamment par la valeur encore incertaine de la vitesse de réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ¹⁰⁶⁾.

La qualité de l'accord entre prédictions et abondances solaires pourrait être mise en doute par la présence de quelques nucléides plus ou moins largement sous-produits. Il faut cependant faire remarquer que ^{152}Gd est vraisemblablement essentiellement synthétisé par un branchement du processus s. De même, ^{113}In et ^{115}Sn pourraient être des noyaux à composante de type s dominante. Par contre, l'abondance solaire pourtant faible du noyau impair-impair ^{138}La ne semble pouvoir être expliquée par aucun des mécanismes nucléosynthétiques étudiés à ce jour (au contraire, la très faible abondance de l'autre nucléide impair-impair lourd ^{180}Ta est parfaitement expliquée par le modèle de processus p considéré). De même, l'abondance solaire de ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru et ^{98}Ru ne peut être reproduite. Cette déficience constitue sans aucun doute la lacune la plus sérieuse de tous les modèles de processus p construits jusqu'à présent. Les incertitudes nucléaires affectant encore $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ pourrait répondre à ce mystère. En effet, l'augmentation de la vitesse de cette réaction conduit à une augmentation dans la production

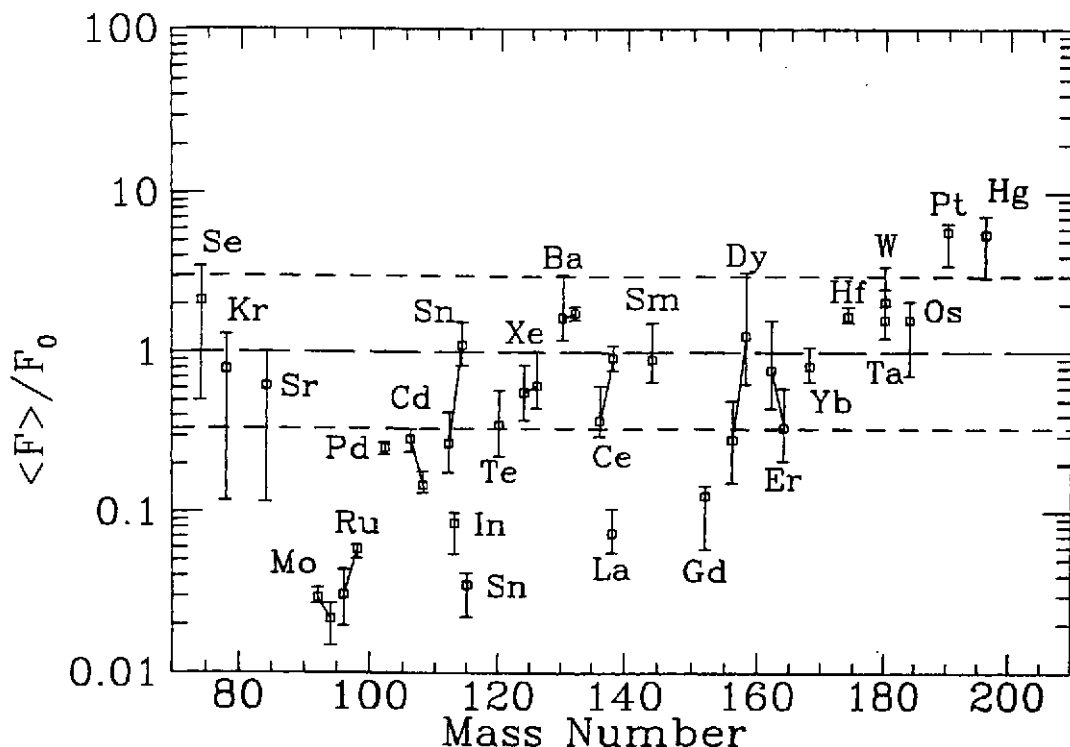


Figure 28. Facteur de surproduction normalisés $\langle F \rangle / F_{\odot}$ des éléments p produits dans les couches riches en O et Ne d'étoiles massives en explosion. Pour chaque nucléide, $\langle F \rangle$ est proportionnel à la valeur moyennée de son abondance produite dans des étoiles de différentes masses, et F_{\odot} à son abondance solaire. Les symboles (carrés ouverts) correspondent aux facteurs de surproduction résultant de l'utilisation d'un modèle très simple d'évolution chimique de la Galaxie. Les barres verticales indiquent les domaines de variation des facteurs de surproduction prédits pour des étoiles individuelles dans le domaine de masse $13 \leq M/M_{\odot} \leq 25$. Dans la représentation adoptée, la distribution solaire des nucléides p serait parfaitement reproduite si toutes les prédictions se plaçaient sur une ligne horizontale ¹⁰⁶.

des éléments s légers lors de la combustion centrale de He dans les étoiles massives. Cette surproduction pourrait alors permettre une augmentation de la synthèse des Mo et Ru lors du processus p dans les phases pre-supernova ou supernova ⁵⁶).

Les calculs de processus p dans les conditions précitées nécessitent la résolution d'un réseau étendu de réactions incluant toutes les réactions de capture de neutrons, protons et particules α par des noyaux déficients en neutrons, ainsi que les photodésintégrations (γ, n) , (γ, p) et (γ, α) et les décroissances β . A l'une ou l'autre exception près, ces vitesses de réaction ne sont pas connues expérimentalement et doivent faire l'objet d'une étude théorique, généralement basée sur un modèle de Hauser-Feshbach (Chap. 2). Il faut noter que la plupart des noyaux impliqués dans le processus p ont été observés dans le laboratoire, ce qui n'implique évidemment pas que toutes les propriétés nucléaires requises sont connues expérimentalement. Cependant, les incertitudes affectant certaines d'entre elles ont un impact beaucoup plus limité sur le processus p que sur le processus r ¹⁰⁷). Il en est en particulier ainsi des masses nucléaires et des vitesses de désintégration β .

6. Conclusions

Beaucoup d'efforts expérimentaux, observationnels ou théoriques, ont été consentis ces dernières années par les astrophysiciens et les physiciens nucléaires en vue de mieux comprendre les divers aspects du processus s, r et p de nucléosynthèse. De façon très schématique, le situation à ce propos peut être résumée de la façon suivante:

- (1) même si le processus s soulève encore quelques problèmes difficiles de physique nucléaire, les questions les plus embarrassantes et les moins bien maîtrisées sont de nature astrophysique. Alors que les neutrons produits lors de la combustion centrale de He dans les étoiles massives peuvent vraisemblablement rendre compte de la composante faible du processus s identifiée dans le système solaire, il n'en est pas de même de la composante principale dans les étoiles Géantes Rouges. Les modèles de diffusion de protons ou de rotation souffrent encore de nombreuses incertitudes qui rendent les prédictions du processus s dans les étoiles AGB peu fiables, et l'observation de l'abondance particulière de certains nucléides s à leur surface inexplicée;
- (2) le processus r soulève d'énormes problèmes de physique nucléaire et d'astrophysique. Les premiers concernent en particulier la description des propriétés globales des noyaux très riches en neutrons, de même que leur vitesse de capture de neutrons ou de désintégration β . La mesure de ces grandeurs pour une fraction significative des noyaux impliqués dans le processus r ne peut être imaginée dans un avenir raisonnablement proche. Par contre, des informations expérimentales directes ou indirectes relatives à un échantillon restreint et bien choisi de noyaux instables pourraient permettre d'évaluer la fiabilité des modèles nucléaires existants et d'aider à leur amélioration. Du côté astrophysique, il est indispensable de progresser dans la modélisation des supernovae de type II. Ce n'est qu'à ce prix qu'il sera possible de mieux identifier le(s) site(s) possible(s) du processus r;
- (3) les problèmes de physique nucléaire et d'astrophysique soulevés par la modélisation du processus p paraissent bien moins aigus que ceux auxquels doit faire face la description du processus r. Les propriétés des noyaux déficients en neutrons participant au processus p sont en général mieux connues (parfois même expérimentalement) que celles des noyaux très riches en neutrons. D'autre part, la modélisation des régions stellaires où est susceptible de se développer le processus p est bien plus fiable que celle des zones éventuellement favorable au déroulement du processus r. Contrairement à une opinion encore très répandue aujourd'hui parmi les astrophysiciens nucléaires, nous considérons que le processus p est à présent le mieux compris des processus de synthèse des noyaux plus lourds que le fer. Evidemment, il n'est pas pour autant exempt de tout problème, le plus sérieux d'entre eux du point de vue astrophysique étant sans aucun doute la source des isotopes p de Mo et Ru système solaire et du point de vue nucléaire la détermination de la vitesse de réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ aux températures caractéristiques de la combustion centrale de He.

Références

- 1) M. Arnould, K. Takahashi, Rep. Prog. Phys. 62 (1999) 395
- 2) D.D. Clayton, 1983 dans *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis* (Chicago Univ. Press)
- 3) V. Trimble, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 877
- 4) M. Arnould, 1986, dans *Advances in Nuclear Astrophysics*, eds. E. Vangioni-Flam et al. (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 113
- 5) E. Anders, N. Grevesse, Geochim. Cosmochim. Acta 53 (1989) 197

- 6) H.E. Suess, H.C. Urey, *Rev. Mod. Phys.* 28 (1956) 53
- 7) M. Arnould, N. Prantzos, 1990 dans *Ecole Joliot-Curie*, p. 1
- 8) S.E. Woosley, T.A. Weaver, *Astrophys. J. Suppl.* 101 (1995) 181
- 9) C.E. Rolfs, W.S. Rodney, 1988 dans *Cauldrons in the Cosmos* (University of Chicago Press, Chicago and London)
- 10) T. Lee, 1988 dans *Meteorites and the Early Solar System*, eds. J.F. Kerridge et M.S. Matthews (University of Arizona Press, Tucson), p. 1063
- 11) T.D. Swindle, 1993 dans *Protostars and Planets III*, eds. E.H. Levy et J.I. Lunine (University of Arizona Press, Tucson), p. 867
- 12) E. Anders, E. Zinner, *Meteoritics* 28 (1993) 490
- 13) E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29 (1957) 547
- 14) A.G.W. Cameron, 1957 dans *Stellar Evolution, Nuclear Astrophysics, and Nucleogenesis* (Chalk River Rept. CRL-41)
- 15) G.R. Satchler, 1980 dans *Introduction to nuclear reactions* (The Macmillan press ltd)
- 16) G.R. Satchler, 1983 dans *Direct nuclear reactions* (International series of monographs on physics 68, Oxford University Press)
- 17) M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 19 (1972) 82
- 18) J.A. Holmes, S.E. Woosley, W.A. Fowler, B.A. Zimmerman, *Atomic Data Nuclear Data Tables* 18 (1976) 306
- 19) F.K. Thielemann, M. Arnould, J.W. Truran, 1986 dans *Advances in Nuclear Astrophysics*, eds. Vangioni-Flam et al. (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 525
- 20) S. Goriely, 1998 dans *Nuclei in the Cosmos V*, eds. N. Prantzos, S. Harissopoulos (Editions Frontières), p. 314
- 21) J.R. Huizenga, L.G. Moretto, *Ann. Rev. Nuc. Sci.* 22 (1972) 427
- 22) Z.Y. Bao, F. Käppeler, *At. Data Nucl. Data Tables* 36 (1987) 411
- 23) P.A. Seeger, W.P.A. Fowler, D.D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* 11 (1965) 121
- 24) D.D. Clayton, R.A. Ward, *Astrophys. J.* 193 (1974) 397
- 25) F. Käppeler, H. Beer, K. Wisshak, *Rep. Prog. Phys.* 52 (1989) 945
- 26) N. Langer, J.P. Arcoragi, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 210 (1989) 187
- 27) N. Prantzos, M. Hashimoto, K. Nomoto, *Astron. Astrophys.* 234 (1990) 211
- 28) R.A. Ward, M.J. Newman, D.D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* 31 (1976) 33
- 29) R.A. Ward, M.J. Newman, *Astrophys. J.* 219 (1978) 195
- 30) D.D. Clayton, W.A. Fowler, T.E. Hull, B.A. Zimmerman, *Ann. Phys.* 12 (1961) 331
- 31) D.D. Clayton, M.E. Rassbach, *Astrophys. J.* 148 (1967) 69
- 32) F. Käppeler, 1995 dans *Nuclei in the Cosmos*, eds. M. Busso et al. (American Institute of Physics, New York), p. 101
- 33) H. Beer, F. Corvi, P. Mutti, *Astrophys. J.* 474 (1997) 843
- 34) H. Palme, H. Beer, 1993, dans *Landolt Börnstein, New Series, Group VI, Astronomy and Astrophysics* (Subvolume 3a, Springer, Berlin), p. 196
- 35) S. Goriely, *Astron. Astrophys.* 327 (1997) 845
- 36) M. Schwarzschild, R. Härm, *Astrophys. J.* 142 (1965) 855
- 37) R. Gallino, C. Arlandini, M. Busso et al., *Astrophys. J.* 497 (1998) 388
- 38) S. Goriely, N. Mowlavi, *Astron. Astrophys.* (2000) sous presse
- 39) N. Mowlavi, *Astron. Astrophys.* 344 (1999) 617
- 40) T. Blöcker, 1999 dans *191st IAU Symposium*, eds. T. Le Bertre et al. (Montpellier, France, PASP), p. 21
- 41) F. Herwig, T. Blöcker, D. Schönberner, M. El Eid, *Astron. Astrophys.* 324 (1997) L81
- 42) N. Langer, A. Heger, S. Wellstein, F. Herwig, *Astron. Astrophys.* 346 (1999) L37
- 43) M. Schwarzschild, R. Härm, *Astrophys. J.* 150 (1967) 961
- 44) I.Jr. Iben, A. Renzini, *Astrophys. J. Lett.* 263 (1982) L23
- 45) W.M. Hollowell, I.Jr. Iben, *Astrophys. J. Lett.* 333 (1988) L25
- 46) W.M. Hollowell, I.Jr. Iben, *Astrophys. J.* 340 (1989) 966
- 47) Z.Y. Bao, H. Beer, F. Käppeler et al., *At. Data Nucl. Data Tables* (2000) sous presse

- 48) S. Goriely, *Astron. Astrophys.* 342 (1999) 881
- 49) K. Takahashi, K. Yokoi, *At. Data Nucl. Data Tables* 36 (1987) 375
- 50) N. Klay, F. Käppeler, *Phys. Rev. C* 38 (1988) 295
- 51) K. Takahashi, K. Yokoi, *Nucl. Phys. A*404 (1983) 578
- 52) M. Jung et al., *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2164
- 53) H.W. Drotleff et al., 1993 dans *Nuclei in the Cosmos*, eds. Käppeler, F., Wisshak, K. (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia), p. 197
- 54) C. Angulo, M. Rayet, M. Arnould et al., *Nucl. Phys. A*656 (1999) 3
- 55) G. Meynet, M. Arnould, 1993 dans *Nuclei in the Cosmos*, eds. Käppeler, F., Wisshak, K. (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia), p. 487
- 56) V. Costa, M. Rayet, R.A. Zappalà, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 358 (2000) L67
- 57) P. Descouvemont, *Phys. Rev. C* 36 (1987) 2206
- 58) S. Goriely, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 312 (1996) 327
- 59) S. Goriely, *Astron. Astrophys.* 325 (1997) 414
- 60) S. Goriely, *Nucl. Phys. A*621 (1996) 401c
- 61) E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, F., *Rev. Mod. Phys.* 29 (1957) 547
- 62) F.-K. Thielemann, M. Arnould, W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* 74 (1979) 175
- 63) J.J. Cowan, A.G.W. Cameron, J.W. Truran, *Astrophys. J.* 265 (1983) 429
- 64) W. Hillebrandt, K. Takahashi, T. Kodoma, *Astron. Astrophys.* 52 (1976) 63
- 65) S.A. Bludman, R. Mochkovitch, J. Zinn-Justin, 1994 dans *Supernovae, Les Houches 1990, Session LIV* (North-Holland)
- 66) S.E. Woosley, R.D. Hoffman, *Astrophys. J.* 395 (1992) 202
- 67) S.E. Woosley, et al., *Astrophys. J.* 433 (1994) 229
- 68) J. Witt, H.T. Janka, K. Takahashi, *Astron. Astrophys.* 286 (1994) 841
- 69) W.M. Howard, S. Goriely, M. Rayet, M. Arnould, *Astrophys. J.* 417 (1993) 713
- 70) K. Takahashi, J. Witt, H.T. Janka, *Astron. Astrophys.* 286 (1994) 857
- 71) Y.-Z. Qian, S.E. Woosley, *Astrophys. J.* 471 (1996) 331
- 72) E.M.D. Symbalisty, D.N. Schramm, *Astrophys. Lett.* 22 (1982) 143
- 73) M. Ruffert, H.T. Janka, K. Takahashi, G. Schaefer, *Astron. Astrophys.* 319 (1997) 122
- 74) J.M.B. Lattimer, D.N. Schramm, *Astrophys. J. Lett.* 192 (1974) L145
- 75) J.M.B. Lattimer, D.N. Schramm, *Astrophys. J.* 210 (1976) 549
- 76) K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* 334 (1998) 159
- 77) J.M. LeBlanc, J.R. Wilson, *Astrophys. J.* 161 (1970) 541
- 78) E.M.D. Symbalisty, D.N. Schramm, J.R. Wilson, *Astrophys. J. Lett.* 291 (1985) L59
- 79) P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* 59 (1995) 185
- 80) G. Audi, A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A*595 (1995) 409
- 81) Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* 61 (1995) 127
- 82) F. Tondeur, S. Goriely, J. M. Pearson, M. Onsi, *Phys. Rev. C* 62 (2000) 024308
- 83) S. Goriely, J. M. Pearson, F. Tondeur, soumis à *At. Data Nucl. Data Tables* (2000)
- 84) S. Goriely, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 262 (1992) 73
- 85) T. Tachibana, M. Yamada, Y. Yoshida, *Prog. Theor. Phys.* 84 (1990) 641
- 86) H. Nakata, T. Tachibana, M. Yamada, *Nucl. Phys. A*625 (1997) 521
- 87) H.V. Klapdor, et al., *Z. Phys. A* 299 (1981) 213
- 88) J. Krumlinde, P. Möller, *Nucl. Phys. A*417 (1984) 419
- 89) P. Möller, J.R. Nix, K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* 66 (1997) 131
- 90) I.N. Borzov, S. Goriely, *Phys. Rev. C* 62 (2000) 035501
- 91) V. Bouquelle, N. Cerf, M. Arnould, T. Tachibana, S. Goriely, *Astron. Astrophys.* 305 (1996) 1005
- 92) T. Kodoma, K. Takahashi, *Phys. Lett. B* 43 (1973) 167
- 93) T. Kodoma, K. Takahashi, *Nucl. Phys. A*239 (1975) 489
- 94) P. Möller, J.R. Nix, W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys. A*469 (1987) 1
- 95) A. Mamdouh, J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur, *Nucl. Phys. A*644 (1998) 389
- 96) A. Mamdouh, J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur, *Nucl. Phys. A* (2000) sous presse

- 97) S. Goriely, *Phys. Lett. B* 436 (1998) 10
- 98) C. Sneden, et al., *Astrophys. J.* 467 (1996) 819
- 99) S. Goriely, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 322 (1997) L29
- 100) S. Goriely, B. Clerbaux, *Astron. Astrophys.* 346 (1999) 798
- 101) M. Arnould, K. Takahashi, 1990 dans *Astrophysical Ages and Dating Methods*, eds. E. Vangioni-Flam et al. (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 325
- 102) F. Bosch, et al., *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 5190
- 103) M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 8 (1976) 436
- 104) S.E. Woosley, W.M. Howard, *Astrophys. J. Suppl.* 36 (1978) 285
- 105) M. Rayet, N. Prantzos, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 227 (1990) 271
- 106) M. Rayet, et al., *Astron. Astrophys.* 298 (1995) 517
- 107) S. Goriely, 2000 dans *Atomic Physics at Accelerators* (à paraître dans *Hyperfine Interaction*)

SECTIONS EFFICACES ET TAUX DE REACTION EN ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE

P. Descouvemont

*Physique Nucléaire Théorique et Physique Mathématique, C.P. 229,
Université Libre de Bruxelles - B 1050 Bruxelles - Belgique*

Résumé

Nous discutons les principaux problèmes rencontrés en astrophysique nucléaire. Une présentation générale des différents types de réactions est illustrée par quelques exemples. Nous développons plus particulièrement les modèles de potentiel et de la matrice R , abondamment utilisés dans la littérature, et nous les appliquons à quelques réactions typiques. D'autres méthodes, directes ou indirectes, sont brièvement passées en revue. Finalement le calcul des taux de réaction est présenté ¹.

Abstract

We discuss the main problems encountered in nuclear astrophysics. A general presentation of the different types of reactions is illustrated by some examples. We develop more specifically the potential and R -matrix models, often used in the literature, and we apply them to some typical reactions. Other direct or indirect methods are briefly presented. Finally we discuss the calculation of reaction rates.

1 Introduction

On sait depuis plus d'une cinquantaine d'années que l'énergie produite dans les étoiles trouve son origine dans les réactions nucléaires [1]. Celles-ci jouent un double rôle dans l'évolution stellaire: d'une part, l'énergie libérée permet de compenser la contraction gravitationnelle de l'étoile, et d'autre part, les réactions nucléaires conduisent à la nucléosynthèse des éléments à partir de l'hydrogène primordial [2]. L'hypothèse de la chaîne $p-p$, produisant ${}^4\text{He}$ à partir de 4 protons a été émise dans les années 30, mais les bases de la théorie de la nucléosynthèse stellaire ont été établies à la fin des années 50 par Burbidge et al. [3], dans un article connu sous la nomenclature de B^2FH . En utilisant les données disponibles à l'époque, Burbidge et al. ont pu expliquer la nucléosynthèse de la plupart des éléments, et en particulier du ${}^{12}\text{C}$ par le processus triple α . Ces auteurs ont proposé différents mécanismes, tels que la combustion de H et He, les processus s , r et p , qui sont bien établis actuellement, et qui permettent de prédire l'abondance de la plupart des éléments présents dans l'univers. Une revue des progrès réalisés depuis B^2FH a été récemment publiée par Wallerstein et al. [4], qui montrent combien cet article a eu de l'impact dans les travaux qui ont suivi. Un aperçu de la situation actuelle en astrophysique nucléaire peut également être trouvé dans les références [5, 6]. Les références [7, 8] fournissent des compilations de données existantes.

Un obstacle majeur rencontré par B^2FH était lié à la mauvaise connaissance des taux de réactions thermonucléaires. Il est bien connu que les énergies rencontrées dans les plasmas stellaires sont très petites par rapport à la barrière coulombienne. En conséquence, les sections efficaces entre particules chargées sont extrêmement faibles, et souvent impossibles à mesurer en laboratoire [9]. Une autre limitation expérimentale provient de la courte durée de vie de certains éléments impliqués dans l'évolution

¹Une version plus complète de ces notes est disponible à <http://pntpm.ulb.ac.be/spa> ou par email à pdesc@ulb.ac.be

stellaire. Un exemple typique est ^{13}N dont la durée de vie est de l'ordre de 10 minutes, et qui joue un rôle déterminant dans le processus appelé "cycle CNO chaud" rencontré notamment dans les novae. Un grand nombre d'expériences ont été réalisées pour déterminer avec précision les sections efficaces d'intérêt astrophysique [9]. En particulier, le développement de faisceaux d'ions radioactifs a permis une avancée importante dans l'étude des réactions impliquant un noyau de courte durée de vie [10].

Malgré ces développements expérimentaux, la détermination des sections efficaces aux énergies d'intérêt astrophysique nécessite presque toujours un complément théorique. Plusieurs modèles ont été appliqués aux réactions d'intérêt astrophysique, mais ils sont toujours plus ou moins dépendants de l'existence de données expérimentales. Certains modèles fournissent une extrapolation des données obtenues à plus hautes énergies, et utilisent les paramètres pour extrapoler la section efficace; la méthode de la matrice R [11] est un exemple typique. D'autres modèles, tels que le modèle de potentiel [12, 13], permettent de calculer les sections efficaces à partir des fonctions d'onde du système; dans ce cas, les données expérimentales sont utilisées pour tester la précision du modèle, ou pour contraindre certains de ses paramètres.

Dans ce texte, nous passons en revue différents modèles fréquemment utilisés en astrophysique nucléaire. Plus particulièrement, nous développons les modèles de potentiel et de la matrice R , qui sont simples à mettre en oeuvre. Nous présentons brièvement les méthodes indirectes. Le texte est divisé en deux parties: la première traite du calcul des sections efficaces, et la deuxième montre comment utiliser ces sections efficaces pour déterminer les taux de réaction qui sont utilisés dans les études d'évolution stellaire.

2 Sections efficaces

2.1 Energies d'intérêt astrophysique

Considérons une réaction entre deux noyaux de masses A_1 et A_2 , et de charges Z_1 et Z_2 . La grandeur utile dans les applications astrophysiques est le taux de réaction, défini par

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \int \sigma(E) v N(E, T) dE, \quad (2.1)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, $\sigma(E)$ la section efficace de la réaction, v la vitesse relative et $N(E, T)$ la distribution d'énergie E à la température T . Dans les calculs, l'étoile est supposée être un gaz parfait à l'équilibre thermodynamique ce qui permet d'utiliser la distribution de Maxwell-Boltzmann [2]; nous avons donc

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{8}{\pi \mu m_N (k_B T)^3} \right)^{1/2} \int \sigma(E) E \exp(-E/k_B T) dE, \quad (2.2)$$

où μ est la masse réduite du système (sans dimension), m_N est la masse du nucléon (nous négligeons la différence de masse entre le proton et le neutron) et k_B la constante de Boltzmann. Pour évaluer (2.2), il faut connaître la dépendance en énergie de la section efficace $\sigma(E)$. Comme nous le verrons dans la suite, elle varie à basse énergie comme

$$\sigma(E) \sim \exp(-2\pi\eta)/E, \quad (2.3)$$

où η est le paramètre de Sommerfeld

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}. \quad (2.4)$$

En utilisant (2.3) dans (2.2), et en approchant l'intégrant par une gaussienne, on peut montrer [2, 14] que celui-ci présente à maximum à l'énergie du pic de Gamow définie par

$$\begin{aligned} E_0 &= \left[\pi \frac{e^2}{\hbar c} Z_1 Z_2 k_B T (\mu m_N c^2 / 2)^{1/2} \right]^{2/3} \\ &\approx 0.122 \mu^{1/3} (Z_1 Z_2 T_9)^{2/3} \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

avec une largeur à mi-hauteur

$$\begin{aligned}\Delta E_0 &= 4(E_0 k_B T/3)^{\frac{1}{2}} \\ &\approx 0.237 (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{1/6} T_9^{5/6} \text{ MeV},\end{aligned}\quad (2.6)$$

où T_9 est la température exprimée en 10^9 K. Le pic de Gamow définit l'intervalle d'énergie dans lequel la section efficace doit être connue pour calculer le taux de réaction. Pour les réactions entre particules chargées, les énergies d'intérêt astrophysique sont toujours beaucoup plus petites que l'énergie de la barrière coulombienne où, en première approximation, la section efficace atteint son maximum. A titre d'exemple, l'énergie du pic de Gamow pour la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ à la température solaire est de l'ordre de 20 keV, alors que l'énergie de la barrière Coulombienne est de l'ordre de 1 MeV. Il en résulte la caractéristique principale des sections efficaces d'intérêt astrophysique: leurs valeurs sont extrêmement faibles et en général trop petites pour être mesurées en laboratoire. Excepté pour la réaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p)\alpha$ qui a été récemment étudiée expérimentalement aux énergies astrophysiques [15], toutes les sections efficaces expérimentales nécessitent une extrapolation pour atteindre les énergies du pic de Gamow.

2.2 Fonctions de collision

Les sections efficaces rencontrées en astrophysique sont essentiellement de deux types: les sections efficaces de capture, dans lesquelles les deux noyaux fusionnent en émettant un photon, et les sections efficaces de transfert, où un échange de nucléons est effectué entre les noyaux en collision. Pour être complet, citons également les réactions de capture faible $p(p,e^+\nu)d$ et ${}^3\text{He}(p,e^+\nu){}^4\text{He}$. L'étude de ces réactions fait appel à la théorie des collisions [16], qui sera brièvement développée ici.

Considérons un système de deux noyaux de spins et parités (I_1, π_1) et (I_2, π_2) , de masses et charges (A_1, Z_1) et (A_2, Z_2) . Dans un cadre non-relativiste, le hamiltonien de ce système s'écrit

$$H = \sum_i^A T_i + \sum_{i<j}^A V_{ij}, \quad (2.7)$$

où A est le nombre total de nucléons ($A = A_1 + A_2$), T_i l'énergie cinétique du nucléon i , et V_{ij} l'interaction nucléon-nucléon. La fonction d'onde $\Psi^{\nu_1\nu_2}(\mathbf{k})$ correspondant à une collision où les noyaux sont dans les états de spin $I_1\nu_1$ et $I_2\nu_2$ dans la voie d'entrée a comme comportement asymptotique

$$\Psi^{\nu_1\nu_2}(\mathbf{k}) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{v}} \sum_{\nu'_1\nu'_2} \phi^{I_1\pi_1\nu'_1} \phi^{I_2\pi_2\nu'_2} \left(\exp(i\mathbf{k}\cdot\rho) \delta_{\nu_1\nu'_1} \delta_{\nu_2\nu'_2} + f_{\nu_1\nu_2,\nu'_1\nu'_2}(\theta) \exp(ik\rho)/\rho \right), \quad (2.8)$$

où $\mathbf{k} = (k, \Omega_k)$ est le vecteur d'onde, θ l'angle de diffusion, $f(\theta)$ l'amplitude de diffusion et $\phi^{I_i\pi_i\nu_i}$ les fonctions propres des hamiltoniens internes des noyaux 1 et 2, apparaissant dans le comportement asymptotique du hamiltonien (2.7). Si ρ est la coordonnée relative entre les noyaux 1 et 2, ce hamiltonien tend vers

$$H \underset{\rho \rightarrow \infty}{\sim} H_1 + H_2 + T_{cm} + T_\rho + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\rho}, \quad (2.9)$$

où T_{cm} est l'énergie de centre de masse, T_ρ l'énergie cinétique relative, et H_1, H_2 les hamiltoniens internes. Différents commentaires doivent être faits sur le comportement asymptotique (2.8). (i) Un traitement rigoureux de l'interaction coulombienne nécessiterait une généralisation de l'onde plane incidente $\exp(i\mathbf{k}\cdot\rho)$ et de l'onde sphérique sortante $\exp(ik\rho)/\rho$; l'approximation faite ici permet de simplifier la présentation sans nuire à la généralité. (ii) Nous avons négligé les voies inélastiques en supposant que seule l'orientation du spin des noyaux peut être affectée pendant la collision; à nouveau, la généralisation est simple, mais alourdit les expressions. (iii) La fonction d'onde est normalisée au flux unité [2] ce qui explique le facteur $1/\sqrt{v}$. Cette normalisation est la plus courante en théorie des collisions.

Dans les applications, la fonction d'onde est développée en ondes partielles

$$\Psi^{\nu_1 \nu_2}(\mathbf{k}) = \sum_{JM\pi\ell I} \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} \langle I_1 I_2 \nu_1 \nu_2 | I \nu \rangle \langle \ell I m \nu | J M \rangle \Psi_{\ell I}^{JM\pi} Y_{\ell}^{m*}(\Omega_k), \quad (2.10)$$

où nous avons fait apparaître différents nombres quantiques: le spin de voie I , le moment orbital relatif ℓ , le spin total J et la parité π du système ($\pi = \pi_1 \pi_2 (-)^{\ell}$). En effectuant un développement similaire du comportement asymptotique (2.8), on montre que

$$\Psi_{\ell I}^{JM\pi} \xrightarrow{\rho \rightarrow \infty} \sum_{\ell' I'} g_{\ell I, \ell' I'}^{J\pi, as}(\rho) \varphi_{\ell' I'}^{JM\pi}(\Omega_{\rho}, \xi_1, \xi_2), \quad (2.11)$$

où la fonction de voie est définie par

$$\varphi_{\ell I}^{JM\pi}(\Omega_{\rho}, \xi_1, \xi_2) = [Y_{\ell}(\Omega_{\rho}) \otimes [\phi^{I_1 \pi_1}(\xi_1) \otimes \phi^{I_2 \pi_2}(\xi_2)]]^{JM}, \quad (2.12)$$

ξ_1 et ξ_2 étant les ensembles de coordonnées internes des noyaux 1 et 2. La fonction asymptotique $g^{J\pi, as}(\rho)$ est solution de l'équation de Schrödinger coulombienne [17]

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu m_N} \left(\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{d}{d\rho} - \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} \right) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\rho} - E \right] g_{\ell I, \ell' I'}^{J\pi, as}(\rho) = 0, \quad (2.13)$$

et s'écrit sous la forme:

$$g_{\ell I, \ell' I'}^{J\pi, as}(\rho) = i^{\ell+1} [I_{\ell}(k\rho) \delta_{\ell\ell'} \delta_{II'} - U_{\ell I, \ell' I'}^{J\pi} O_{\ell'}(k\rho)] / \rho, \quad (2.14)$$

où I_{ℓ} et O_{ℓ} sont les fonctions coulombiennes entrantes et sortantes qui seront présentées en détails au paragraphe suivant. Dans (2.14), $U^{J\pi}$ est la matrice de collision qui contient l'information sur la collision. La matrice de collision, unitaire et symétrique, dépend de l'interaction nucléaire. Remarquons que la normalisation au flux unité adoptée en (2.8) impose un facteur supplémentaire $\sqrt{\pi(2\ell+1)/v/k}$ au comportement asymptotique (2.14). Le choix adopté ici permet une écriture plus simple des sections efficaces de capture (voir §2.4).

Pour des voies fermées ($E < 0$), la solution de (2.13) est la fonction de Whittaker [17], qui tend vers zéro à grandes distances; nous avons donc

$$g_{\ell I, \ell' I'}^{J\pi, as}(\rho) = C_{\ell I, \ell' I'}^{J\pi} W_{-\eta, \ell + \frac{1}{2}}(2k\rho) / \rho, \quad (2.15)$$

où C est une constante de normalisation, appelée aussi "constante de normalisation asymptotique".

2.3 Les fonctions coulombiennes

L'équation (2.13) peut s'écrire sous la forme

$$\frac{d^2 g_{\ell}}{dx^2} + \left(1 - \frac{2\eta}{x} - \frac{\ell(\ell+1)}{x^2} \right) g_{\ell} = 0, \quad (2.16)$$

où η est le paramètre de Sommerfeld donné par (2.4), et $x = k\rho$ où k est le nombre d'onde

$$k = \sqrt{2\mu m_N E / \hbar^2}. \quad (2.17)$$

Les solutions de (2.16) sont les fonctions coulombiennes régulière $F_{\ell}(x, \eta)$ et irrégulière $G_{\ell}(x, \eta)$ dont les comportements asymptotiques [17] sont

$$\begin{aligned} F_{\ell}(x, \eta) &\xrightarrow{x \rightarrow 0} 0 \\ G_{\ell}(x, \eta) &\xrightarrow{x \rightarrow 0} \infty \\ F_{\ell}(x, \eta) &\xrightarrow{x \rightarrow \infty} \sin(x - \ell\pi/2 - \eta \log 2x + \sigma_0) \\ G_{\ell}(x, \eta) &\xrightarrow{x \rightarrow \infty} \cos(x - \ell\pi/2 - \eta \log 2x + \sigma_0), \end{aligned} \quad (2.18)$$

où le déphasage coulombien σ_ℓ est donné par

$$\sigma_\ell = \arg[\Gamma(\ell + 1 + i\eta)] = \sigma_0 + \sum_{s=1}^{\ell} \arctan \frac{\eta}{s}. \quad (2.19)$$

A partir des fonctions coulombiennes F_ℓ et G_ℓ , on définit les fonctions entrantes I_ℓ et sortantes O_ℓ par

$$I_\ell(x) = O_\ell^*(x) = e^{i(\sigma_\ell - \sigma_0)} (G_\ell(x, \eta) - iF_\ell(x, \eta)), \quad (2.20)$$

où, pour simplifier les notations, nous n'avons plus écrit la dépendance en η . A basse énergie, on montre [18, 19] que

$$\begin{aligned} F_\ell(x, \eta) &\rightarrow \sqrt{\pi x} \exp(-\pi\eta) I_{2\ell+1}(x) \\ G_\ell(x, \eta) &\rightarrow \sqrt{4x/\pi} \exp(\pi\eta) K_{2\ell+1}(x), \end{aligned} \quad (2.21)$$

où $I_{2\ell+1}$ et $K_{2\ell+1}$ sont les fonctions de Bessel modifiées. Les dépendances en x et η peuvent donc se factoriser. L'expression (2.21) montre que la fonction F_ℓ décroît très vite avec l'énergie, alors que G_ℓ augmente exponentiellement.

Dans de nombreuses applications [11], apparaît la constante

$$\begin{aligned} L_\ell &= ka \frac{O'_\ell(ka)}{O_\ell(ka)} = S_\ell(ka) + iP_\ell(ka) \text{ pour } E \geq 0, \\ &= 2ka \frac{W'_{-\eta, \ell+1/2}(2ka)}{W_{-\eta, \ell+1/2}(2ka)} = S_\ell(ka) \text{ pour } E \leq 0, \end{aligned} \quad (2.22)$$

où a est une distance caractéristique. En utilisant (2.20) pour des énergies positives, on obtient le facteur de pénétration P_ℓ et le facteur de déplacement S_ℓ

$$\begin{aligned} P_\ell(x) &= x/[F_\ell^2(x) + G_\ell^2(x)] \\ S_\ell(x) &= [F_\ell(x)F'_\ell(x) + G_\ell(x)G'_\ell(x)] P_\ell(x). \end{aligned} \quad (2.23)$$

A basses énergies, le facteur de pénétration varie comme

$$P_\ell \sim \exp(-2\pi\eta), \quad (2.24)$$

où l'on a utilisé (2.21). Le facteur de pénétration intervient toujours directement ou indirectement dans le calcul des sections efficaces. Sa dépendance en énergie est essentiellement déterminée par (2.24), ce qui justifie l'approximation (2.3). Ce facteur de pénétration est donc responsable de la décroissance très rapide des sections efficaces lorsque l'énergie diminue. Remarquons que ce raisonnement ne s'applique qu'à des réactions entre particules chargées. Si l'un des noyaux en collision est un neutron, nous avons $\eta = 0$ et l'on montre que le facteur de pénétration varie comme $k^{2\ell+1}$.

Si l'énergie est négative, le facteur de pénétration s'annule et seul le facteur de déplacement S_ℓ subsiste. A la figure 2.1, nous présentons les facteurs P_ℓ et S_ℓ pour les systèmes $\alpha + {}^3\text{He}$ et $\alpha + n$. Comme attendu, le facteur de pénétration pour les systèmes chargés varie très rapidement avec l'énergie. En raison de la barrière centrifuge, il diminue également lorsque ℓ augmente. Le facteur de déplacement varie plus lentement avec l'énergie. Dans la suite, nous utiliserons l'approximation de Thomas, qui consiste à supposer que S_ℓ varie linéairement avec E dans un petit domaine d'énergie. Pour les systèmes neutres, le facteur de déplacement pour $\ell = 0$ présente une dérivée discontinue à énergie nulle. Ce résultat est à la base de propriétés particulières pour les réactions présentant une résonance $\ell = 0$ au voisinage du seuil neutron, mais nous ne développerons pas ce thème ici.

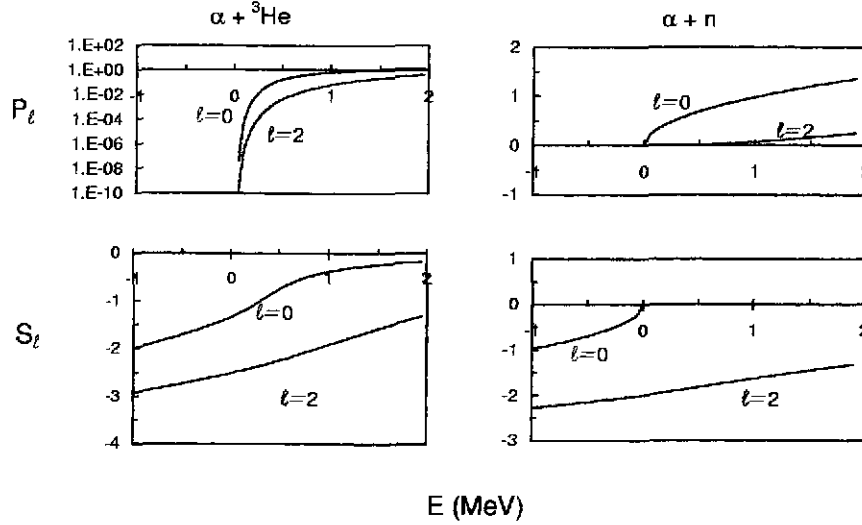


Figure 2.1: Facteurs P_ℓ et S_ℓ pour les systèmes $\alpha + {}^3\text{He}$ et $\alpha + n$.

2.4 Sections efficaces de capture

Parmi les réactions d'intérêt astrophysique se trouvent beaucoup de réactions de capture radiative, principalement (p, γ) , (α, γ) ou (n, γ) . Les sections efficaces théoriques s'obtiennent par un calcul de perturbation, en supposant que le hamiltonien d'émission d'un photon H_e est petit devant le hamiltonien nucléaire. Dans ce qui suit, nous présentons les formules de base qui permettent d'aboutir à la section efficace. Un développement plus complet de la théorie des transitions électromagnétiques peut être trouvé dans la référence [20].

Dans un processus de capture radiative, deux noyaux fusionnent pour former un état lié (de spin J_f et de parité π_f) du système à $A_1 + A_2$ nucléons. Si $\Psi^{J_f M_f \pi_f}$ est la fonction d'onde de l'état final, la section efficace de capture vers cet état s'écrit [16]

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega_\gamma}(E, J_f \pi_f) = \frac{k_\gamma}{2\pi\hbar} \frac{1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{q\nu_1\nu_2 M_f} |\langle \Psi^{J_f M_f \pi_f} | H_e(q, \Omega_\gamma) | \Psi^{\nu_1 \nu_2}(E) \rangle|^2, \quad (2.25)$$

où le photon émis est caractérisé par un nombre d'onde k_γ , un angle d'émission Ω_γ et une polarisation q . La conservation de l'énergie impose la relation

$$E_\gamma = \hbar k_\gamma c = E - E_f, \quad (2.26)$$

où E_f est l'énergie de l'état final.

Pour expliciter (2.25), il est nécessaire de développer le hamiltonien électromagnétique H_e en multipôles électriques (E) et magnétiques (M); on a

$$H_e(q, \Omega_\gamma) = \sum_{\sigma\lambda\mu} (-)^{\lambda+1} q^\sigma \alpha_\lambda^\sigma \mathcal{M}_{\lambda\mu}^\sigma \mathcal{D}_{\mu-q}^\lambda(\Omega_\gamma), \quad (2.27)$$

où l'indice σ prend les valeurs 0 ou E (1 ou M) pour les multipôles électriques et magnétiques [20], et $\mathcal{D}_{\mu-q}^\lambda(\Omega_\gamma)$ est la fonction de Wigner. Les constantes α_λ^σ sont données par

$$\alpha_\lambda^E = i\alpha_\lambda^M = \frac{(ik_\gamma)^\lambda}{(2\lambda + 1)!!} \left[\frac{2\pi(\lambda + 1)(2\lambda + 1)}{\lambda} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.28)$$

En utilisant l'approximation des grandes longueurs d'onde ($k_\gamma r \ll 1$, où r est une dimension typique du système) qui est toujours valable dans les réactions de capture à basse énergie, les opérateurs

multipolaires électriques et magnétiques sont définis par

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda\mu}^E &= e \sum_i^A g_{\ell}(i) r_i^{\lambda} Y_{\lambda}^{\mu}(\hat{r}_i) \\ \mathcal{M}_{\lambda\mu}^M &= \mu_N \sum_i^A \left[\frac{2g_{\ell}(i)}{\lambda+1} \ell_i + g_s(i) s_i \right] \cdot \nabla r_i^{\lambda} Y_{\lambda}^{\mu}(\hat{r}_i), \end{aligned} \quad (2.29)$$

où r_i , ℓ_i et s_i sont respectivement les coordonnées d'espace, le moment cinétique orbital et le spin intrinsèque du nucléon i , et μ_N est le magnéton de Bohr

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_N c}. \quad (2.30)$$

Dans (2.29), on a utilisé le formalisme de l'isospin pour définir les opérateurs $g_{\ell}(i)$ et $g_s(i)$ par

$$\begin{aligned} g_{\ell}(i) &= \frac{1}{2} - t_{i3} \\ g_s(i) &= g_p \left(\frac{1}{2} - t_{i3} \right) + g_n \left(\frac{1}{2} + t_{i3} \right), \end{aligned} \quad (2.31)$$

où t_i est l'isospin du nucléon i , et g_p, g_n sont les facteurs gyromagnétiques du proton ($g_p = 5.586$) et du neutron ($g_n = -3.826$). Remarquons également que la définition (2.29) des multipôles électriques utilise l'approximation de Siegert, qui est basée sur l'hypothèse que les forces nucléaires ne dépendent pas des vitesses et que les fonctions d'onde sont solutions exactes du Hamiltonien. Bien que ces conditions ne soient pas toujours remplies, le théorème de Siegert est utilisé dans la plupart des applications. Des détails peuvent être trouvés dans la référence [20]. Les éléments de matrice des opérateurs multipolaires vérifient les règles de sélection

$$\begin{aligned} |J_i - J_f| &\leq \lambda \leq J_i + J_f \\ \pi_i \pi_f &= (-)^{\sigma+\lambda}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

où $(J_i \pi_i)$ et $(J_f \pi_f)$ sont les nombres quantiques des états initial et final respectivement.

Une autre règle de sélection importante concerne les transitions E1. A l'approximation des grandes longueurs d'onde, l'opérateur E1 peut s'écrire

$$\mathcal{M}_1^E \sim R_{cm} - \sum_i t_{i3} r_i, \quad (2.33)$$

où R_{cm} est le centre de masse du système. Le premier terme étant impair dans les coordonnées d'espace, ses éléments de matrice s'annulent. L'application du théorème de Wigner-Eckart au second terme conduit à la règle de sélection sur l'isospin

$$\Delta T = \pm 1 \quad (2.34)$$

si le noyau est caractérisé par $N = Z$ (c'est-à-dire $T = 0$). Dans ces noyaux, les transitions E1 sont donc interdites si l'on néglige les impuretés d'isospin. Un exemple bien connu est la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ où la multipolarité E1, interdite si l'on néglige les termes d'isospin non nul dans les fonctions d'onde, est du même ordre de grandeur que la multipolarité E2.

En utilisant les développements (2.27) du hamiltonien électromagnétique et (2.10) de la fonction de collision, on obtient la section efficace de capture intégrée sur les directions du photon

$$\sigma_c(E, J_f \pi_f) = \frac{4\pi}{k^2} \frac{2J_f + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \frac{k_{\gamma}}{\hbar v} \sum_{\sigma \lambda J_i I \ell_i} \frac{|\alpha_{\lambda}^{\sigma}|^2}{2\lambda + 1} \left| \langle \Psi^{J_f \pi_f} || \mathcal{M}_{\lambda}^{\sigma} || \Psi_{\ell_i I}^{J_i \pi_i}(E) \rangle \right|^2. \quad (2.35)$$

Dans les applications pratiques, la somme apparaissant dans (2.35) ne fait intervenir qu'un petit nombre de termes. D'une part, J_f et π_f étant donnés, les règles de sélection (2.32) limitent les valeurs

possibles de $\lambda J_i \pi_i$. D'autre part, il est bien connu que les éléments de matrice des opérateurs multipolaires décroissent rapidement avec l'ordre de multipôle. Finalement, les réactions d'intérêt astrophysique se produisant à basse énergie, le moment cinétique orbital est souvent limité à la valeur la plus basse autorisée par les règles de sélection. La multiple somme de (2.35) se réduit donc souvent à un seul terme.

2.5 Sections efficaces de transfert

Dans une réaction de transfert, un ou plusieurs nucléons sont échangés entre la cible et le projectile. Un exemple typique en astrophysique est la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ où 2 protons et un neutron passent de la particule α au ^{13}C , pour former ^{16}O . La réaction de transfert étant un processus d'origine nucléaire, les sections efficaces dominent les sections efficaces de capture, qui résultent de l'interaction électromagnétique. Dans notre exemple, la section efficace $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ est nettement plus grande (plusieurs ordres de grandeur) que la section efficace $^{13}\text{C}(\alpha, \gamma)^{17}\text{O}$.

Pour établir la section efficace de transfert, la fonction d'onde (2.8) doit être étendue au cas où la voie initiale (i) est différente de la voie finale (f). L'amplitude de diffusion s'écrira donc sous la forme $f_{i\nu_1\nu_2, f\nu'_1\nu'_2}(\theta)$ où les indices $\nu_1\nu_2$ et $\nu'_1\nu'_2$ se rapportent aux projections du spin des deux noyaux dans les voies initiale (i) et finale (f) respectivement. Nous ne traitons ici que des voies à deux corps. Si Ω est la direction des noyaux dans la voie finale, la section efficace de transfert s'écrit

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega}(E, i \rightarrow f) = \frac{1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{\nu_1\nu_2, \nu'_1\nu'_2} |f_{i\nu_1\nu_2, f\nu'_1\nu'_2}(\theta)|^2, \quad (2.36)$$

où l'on a sommé sur les orientations finales et moyenné sur les orientations initiales. Un calcul simple, mais quelque peu laborieux, conduit à la section efficace intégrée

$$\sigma_t(E, i \rightarrow f) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{J\pi} \frac{2J + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{\ell\ell'} |U_{\ell\ell'}^{J\pi}(E)|^2. \quad (2.37)$$

La discussion faite au §2.4 et relative au nombre de termes dans cette expression reste valable. Aux énergies d'intérêt astrophysique, seules quelques ondes partielles jouent un rôle important.

2.6 Autres types de processus

2.6.1 Capture par interaction faible

La réaction initiale dans la nucléosynthèse stellaire est la réaction de capture faible $p(p, e^+\nu)d$ qui produit des neutrinos dont l'énergie maximum est de 0.42 MeV. Comme le hamiltonien d'interaction faible est beaucoup plus petit que les hamiltoniens nucléaire et électromagnétique, la section efficace est minuscule. Une estimation basée sur des conditions expérimentales optimales [9] indique un événement par million d'années! Heureusement, les calculs théoriques de la section efficace sont très précis [21]. On montre que la section efficace est proportionnelle à

$$\sigma_{pp}(E) \sim | \langle \Psi_d^{1+} | \mathcal{M}_F + \lambda^2 \mathcal{M}_{GT} | \Psi_{pp}(E) \rangle |^2, \quad (2.38)$$

où Ψ_d^{1+} est la fonction d'onde du deuton, $\Psi_{pp}(E)$ est la fonction de collision à l'énergie E et \mathcal{M}_F et \mathcal{M}_{GT} sont les opérateurs de Fermi et de Gamow-Teller

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_F &= \sum_i t_i^+ \\ \mathcal{M}_{GT} &= \sum_i \sigma_i t_i^+. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Dans (2.38), λ^2 est le rapport des constantes de Gamow-Teller et de Fermi. Des calculs effectués avec des interactions nucléon-nucléon précises conduisent à $S(0) \approx 3.9 \times 10^{-25}$ MeV-b [21], soit une valeur considérablement plus petite que celles rencontrées dans les réactions de capture ou de transfert.

La réaction ${}^3\text{He}(p, e^+ \nu){}^4\text{He}$ joue également un rôle dans le spectre des neutrinos solaires car elle produit des neutrinos dont l'énergie maximale est de 19 MeV [22]. Sa contribution à la nucléosynthèse est par contre tout à fait négligeable. Bien que, a priori, le même formalisme que celui développé plus haut pourrait être utilisé, il est facile de voir que les éléments de matrice de (2.38) s'annulent si l'on considère que la particule α possède une structure en couches fermées. Ceci a deux conséquences: d'une part, la section efficace est encore plus petite que la section efficace proton-proton; d'autre part, le calcul fait intervenir des termes du second ordre, à la fois dans les fonctions d'onde et dans le hamiltonien d'interaction faible. Il en résulte que le calcul est très délicat et que cette réaction reste actuellement mal connue dans l'interprétation du spectre des neutrinos solaires. On consultera les références [23, 24, 25, 26] pour des calculs récents.

2.6.2 Réactions de capture de neutrons

Les réactions du type (n, γ) sont à la base du processus s , qui produit des éléments lourds par captures successives de neutrons suivies de décroissances β . Le formalisme développé ici peut bien entendu s'appliquer à ces réactions, mais l'absence de charge du neutron conduit à des propriétés particulières. Lorsque $\eta = 0$, les fonctions coulombiennes F_ℓ et G_ℓ se simplifient [17] et s'écrivent

$$\begin{aligned} F_\ell(x) &= x j_\ell(x) \\ G_\ell(x) &= -x y_\ell(x), \end{aligned} \quad (2.40)$$

où $j_\ell(x)$ et $y_\ell(x)$ sont les fonctions de Bessel sphériques de première et de deuxième espèce respectivement. A titre d'exemple, on a

$$\begin{aligned} j_0(x) &= \frac{\sin(x)}{x} \\ y_0(x) &= -\frac{\cos(x)}{x}, \end{aligned} \quad (2.41)$$

et, pour $\ell = 0$, les facteurs de pénétration et de déplacement (2.23) s'écrivent simplement

$$\begin{aligned} P_0 &= ka \\ S_0 &= 0. \end{aligned} \quad (2.42)$$

La définition (2.35) de la section efficace de capture conduit au comportement à basse énergie

$$\sigma_{n\gamma} \sim k^{2\ell_i - 1}, \quad (2.43)$$

que l'on obtient facilement en utilisant les comportements asymptotiques de $j_\ell(x)$ et $y_\ell(x)$. Cette dépendance en énergie se retrouve dans tous les types de réactions impliquant des neutrons. Elle montre le changement de régime brutal entre $\ell_i = 0$, où la section efficace croît comme $1/k$ lorsque l'énergie diminue, et $\ell_i > 0$ où la section efficace tend vers zéro à énergie nulle.

A titre d'exemple, nous présentons à la figure 2.2 les sections efficaces des réactions ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ et ${}^{12}\text{C}(n, \gamma){}^{13}\text{C}(1/2^+)$. La première montre le comportement en $1/k$ caractéristique des ondes s , et la deuxième présente une variation en k typique des ondes p . Pendant longtemps, seule la section efficace thermique (à 0.025 eV) était disponible pour la réaction ${}^{12}\text{C}(n, \gamma){}^{13}\text{C}$. Les astrophysiciens ayant besoin de la section efficace vers 25 keV, l'estimation étant faite en supposant une variation en $1/k$, ce qui conduisait à $\sigma_{n\gamma}(25 \text{ keV}) = \sigma_{n\gamma}(0.025 \text{ eV})/1000$. La mesure de la section efficace entre 0 et 200 keV [30] a montré que cette extrapolation n'était pas valable car l'onde p joue un rôle déterminant dans la section efficace.

2.6.3 Processus à trois corps

Quelques réactions d'intérêt astrophysique font intervenir trois noyaux dans la voie d'entrée [14]. La plus importante est le processus 3α dans lequel trois particules α fusionnent pour conduire à la nucléosynthèse

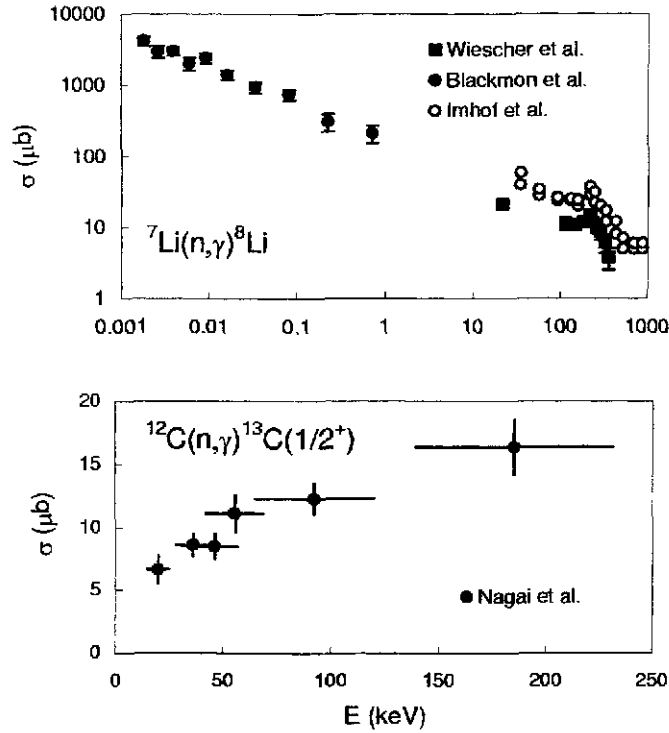


Figure 2.2: Sections efficaces ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ et ${}^{12}\text{C}(n,\gamma){}^{13}\text{C}(1/2^+)$. Les données proviennent des références [27, 28, 29] pour la réaction ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ et de la référence [30] pour la réaction ${}^{12}\text{C}(n,\gamma){}^{13}\text{C}$.

de ${}^{12}\text{C}$. Ce noyau est produit en deux étapes [31]: dans la première, deux particules α se combinent pour former le ${}^8\text{Be}$, qui est instable. Cependant, dans un plasma stellaire, la durée de vie de ${}^8\text{Be}$ ($\sim 10^{-16}$ s) est plus grande que le temps moyen entre deux collisions ($\sim 10^{-19}$ s). On arrive donc à un équilibre entre ${}^8\text{Be}$ et $\alpha + \alpha$, et la seconde étape du processus, la réaction ${}^8\text{Be}(\alpha,\gamma){}^{12}\text{C}$, conduit à la formation de ${}^{12}\text{C}$.

D'autres processus à trois corps jouent un rôle, toutefois mineur, dans différents scénarios stellaires. Par exemple, la réaction $\alpha(\alpha n,\gamma){}^9\text{Be}$ permet la nucléosynthèse de ${}^9\text{Be}$ [32, 33]. D'autres processus plus exotiques, tels que $\alpha(nn,\gamma){}^6\text{He}$ ont été proposés [32] mais sont mal connus actuellement.

2.6.4 Effets d'écrantage

Dans les plasmas stellaires, les atomes sont entièrement ionisés, et les réactions nucléaires impliquent des noyaux "nus". La situation en laboratoire est différente puisque les cibles ne sont en général pas ou peu ionisées. Lorsque les énergies sont très basses, l'influence du cortège électronique ne peut plus être négligée. L'effet d'écrantage est quantifié par un potentiel U_e qui s'ajoute à l'énergie E que l'on aurait sans le nuage électronique [34]. Le facteur d'écrantage est défini par

$$f(E) = \frac{\sigma_{exp}(E)}{\sigma_{th}(E)} = \frac{\sigma_{th}(E + U_e)}{\sigma_{th}(E)}, \quad (2.44)$$

où $\sigma_{exp}(E)$ est la section efficace expérimentale, affectée par l'écrantage électronique et $\sigma_{th}(E)$ la section efficace théorique en présence de noyaux "nus". En supposant que les facteurs astrophysiques (voir §2.7) aux énergies E et $E + U_e$ sont identiques, on obtient

$$f(E) = \exp(\pi\eta U_e/E), \quad (2.45)$$

si $U_e \ll E$, ce qui est vérifié dans la pratique [34]. Les valeurs typiques de U_e sont inférieures à 1 keV.

L'effet d'écrantage a été observé pour la première fois dans la réaction ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ [35], puis dans des réactions impliquant des isotopes de Li [36]. Un exemple est donné à la figure 2.3 où la section efficace expérimentale ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ est comparée à un calcul théorique purement nucléaire [37]. On voit clairement que le calcul ne peut pas reproduire l'augmentation du facteur astrophysique à basse énergie. En introduisant un potentiel d'écrantage de l'ordre de $U_e = 510$ eV, l'accord avec l'expérience s'améliore sensiblement.

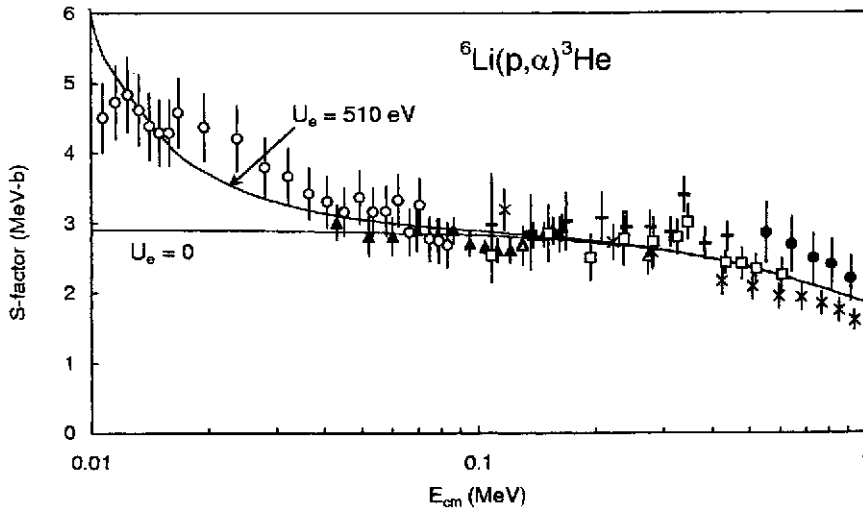


Figure 2.3: Facteur astrophysique ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ avec et sans potentiel d'écrantage, comparé aux données expérimentales (extrait de la référence [37]).

Remarquons que, pour déterminer U_e , il est nécessaire de connaître la section efficace entre noyaux "nus". Celle-ci est généralement obtenue par un ajustement des données à plus hautes énergies, où l'effet d'écrantage est supposé être négligeable. Cette méthode doit être utilisée avec prudence car elle peut dépendre du modèle utilisé et de la limite en énergie adoptée [37]. Le problème peut également être abordé de manière plus fondamentale, en essayant de calculer U_e à partir d'un modèle atomique. Plusieurs travaux ont été effectués dans cette direction [38, 39] mais les résultats obtenus sous-estiment généralement le potentiel d'écrantage observé.

2.7 Discussion qualitative des sections efficaces

Nous avons vu précédemment que les réactions d'intérêt astrophysique se produisent à des énergies nettement inférieures à la barrière coulombienne, où la section efficace entre particules chargées varie très vite avec l'énergie. Il est donc plus commode d'utiliser le facteur astrophysique

$$S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta), \quad (2.46)$$

où la partie coulombienne a été éliminée. Pour des réactions non-résonnantes, le facteur S varie lentement avec l'énergie.

Dans les systèmes légers, il n'est pas exagéré de dire que chaque réaction possède ses propres particularités. Il est cependant possible d'établir des "catégories" qui regroupent des réactions présentant des propriétés similaires. Une classification est effectuée à la table 2.1, où nous établissons d'abord une hiérarchie entre les réactions de transfert (processus nucléaire), de capture radiative (processus électromagnétique) et de capture faible. Les sections efficaces suivent cette hiérarchie, comme on peut le constater en examinant les facteurs astrophysiques des réactions ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ présentés aux figures 2.3 et 2.4 respectivement. La voie d'entrée étant la même dans les deux réactions, les

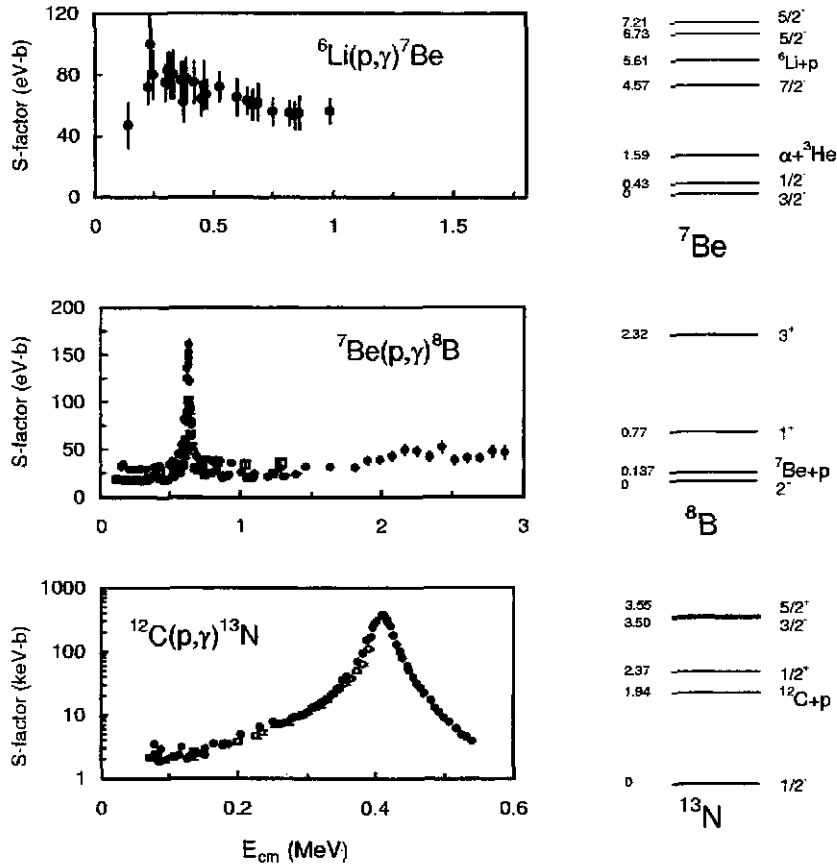


Figure 2.4: Facteurs astrophysiques de quelques réactions typiques (voir texte). Les références aux données expérimentales sont données à la référence [7]. Le spectre du noyau unifié est présenté à droite du facteur astrophysique.

dépendances en énergie sont très similaires. Par contre, l'amplitude est plus de 10^4 fois plus grande pour la réaction ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$. Cette différence s'observe également entre les réactions résonnantes ${}^{22}\text{Ne}(\alpha,n){}^{25}\text{Mg}$ et ${}^{22}\text{Ne}(\alpha,\gamma){}^{26}\text{Mg}$. D'une manière générale, si une voie de transfert est ouverte, elle domine toujours largement la capture radiative. A titre d'information, nous donnons à la table 2.1 une estimation du facteur astrophysique à énergie nulle. Remarquons que les comparaisons entre les facteurs S doivent être faites avec prudence puisque cette grandeur est proportionnelle à la section efficace, mais dépend également des charges.

Dans chaque type de processus, une distinction peut être faite selon que la réaction est résonnante ou non-résonnante. Une réaction non-résonnante (également appelée "directe") ne présente pas de résonance aux énergies astrophysiques. Des exemples typiques sont ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ présentés aux figures 2.3 et 2.4. Le ${}^7\text{Be}$ présente deux résonances 5/2⁻ situées au-delà de 1 MeV; elles sont caractérisées par un moment angulaire $\ell = 1$ et ne sont pas dans le domaine astrophysique.

Les sections efficaces peuvent être décomposées en ondes partielles

$$\sigma(E) = \sum_{\ell} \sigma_{\ell}(E), \quad (2.47)$$

où $\sigma_{\ell}(E)$ est la section efficace due à l'onde partielle ℓ . Les formules (2.35) et (2.37) montrent qu'il n'existe pas d'interférence entre les différentes ondes partielles dans les sections efficaces intégrées. Supposons que la réaction présente une résonance isolée dans l'onde partielle ℓ_R . Deux cas doivent être envisagés, selon que ℓ_R est égal ou non au moment cinétique le plus bas ℓ_{min} autorisé par les règles de sélection (en général, $\ell_{min} = 0$, mais $\ell_{min} > 0$ se rencontre parfois). Si $\ell_R \neq \ell_{min}$, l'équation (2.47)

Table 2.1 Classification des principales réactions d'intérêt astrophysique.

Processus		Exemples	$S(0)$ (MeV-b)
Nucléaire	Non - résonnant	${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$	≈ 3
	résonnant $\left\{ \begin{array}{l} \ell_R = \ell_{min} \\ \ell_R > \ell_{min} \end{array} \right.$	${}^3\text{He}(d,p)\alpha$	≈ 6
		${}^{11}\text{B}(p,\alpha){}^8\text{Be}$	≈ 300
Etat sous le seuil	${}^{22}\text{Ne}(\alpha,n){}^{25}\text{Mg}$	$\approx 10^8$	
		${}^{13}\text{C}(\alpha,n){}^{16}\text{O}$	$\approx 10^7$
Electromagnétique	Non - résonnant	${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$	$\approx 10^{-4}$
	résonnant $\left\{ \begin{array}{l} \ell_R = \ell_{min} \\ \ell_R > \ell_{min} \end{array} \right.$	${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$	$\approx 10^{-3}$
		${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$	$\approx 2 \times 10^{-5}$
Etat sous le seuil	${}^{22}\text{Ne}(\alpha,\gamma){}^{26}\text{Mg}$	$\approx 2 \times 10^3$	
		${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$	≈ 0.5
Faible	Non-résonnant	$p(p,e^+\nu)d$	$\approx 4 \times 10^{-25}$
		${}^3\text{He}(p,e^+\nu){}^4\text{He}$	$\approx 10^{-22}$

devient

$$\sigma(E) \approx \sigma_{\ell_R}(E) + \sigma_{\ell_{min}}(E), \quad (2.48)$$

et la résonance se superpose à un terme non-résonnant. Cette situation se rencontre par exemple dans les réactions ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ et ${}^{11}\text{B}(p,\alpha){}^8\text{Be}$. Dans le premier cas, la résonance 1^+ à $E_{cm} = 0.63$ MeV s'ajoute au fond continu. La même situation se produit pour ${}^{11}\text{B}(p,\alpha){}^8\text{Be}$ où la résonance $2^+(\ell = 1)$ située à $E_x = 16.11$ MeV ($E_{cm} = 0.15$ MeV) se superpose à un terme lentement variable correspondant à $\ell = 0$.

La situation est différente si $\ell_R = \ell_{min}$; on a, dans ce cas,

$$\sigma(E) \approx \sigma_{\ell_R}(E) \approx \sigma_{\ell_{min}}(E), \quad (2.49)$$

et la distinction entre terme résonnant et non-résonnant ne peut plus être faite simplement. Il existe une confusion dans la littérature qui provient du fait que certains auteurs utilisent (2.48) en considérant $\sigma_{\ell_{min}}$ comme étant une contribution d'origine non-résonnante. Dans leur esprit, $\sigma_{\ell_R}(E)$ a une forme de Breit-Wigner et $\sigma_{\ell_{min}}(E)$ est un terme "de capture directe" calculé, par exemple, à partir du modèle de potentiel. Nous reviendrons sur ce problème dans la suite.

Les réactions ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ et ${}^{15}\text{N}(p,\alpha){}^{12}\text{C}$ fournissent des exemples de sections efficaces dominées par une résonance $\ell = 0$ de basse énergie. Dans les deux cas, la section efficace est déterminée par les propriétés de la résonance, non seulement au voisinage de celle-ci, mais également en-dehors de ce voisinage. Dans ce type de réaction, le facteur $S(0)$ dépend essentiellement des propriétés de la résonance.

Certaines réactions sont influencées par un état sous le seuil. Cette situation correspond à une résonance d'énergie négative dont l'effet se manifeste principalement à basses énergies et se caractérise par une augmentation du facteur astrophysique. Un exemple typique est la réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ dont la composante E1 est donnée à la figure 2.5. L'état 1_1^- situé 0.040 MeV sous le seuil $\alpha+{}^{12}\text{C}$ conduit à une augmentation de facteur S à basse énergie. Ce domaine étant difficilement accessible à l'expérience, la présence de cet état rend la détermination de la section efficace ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ particulièrement difficile.

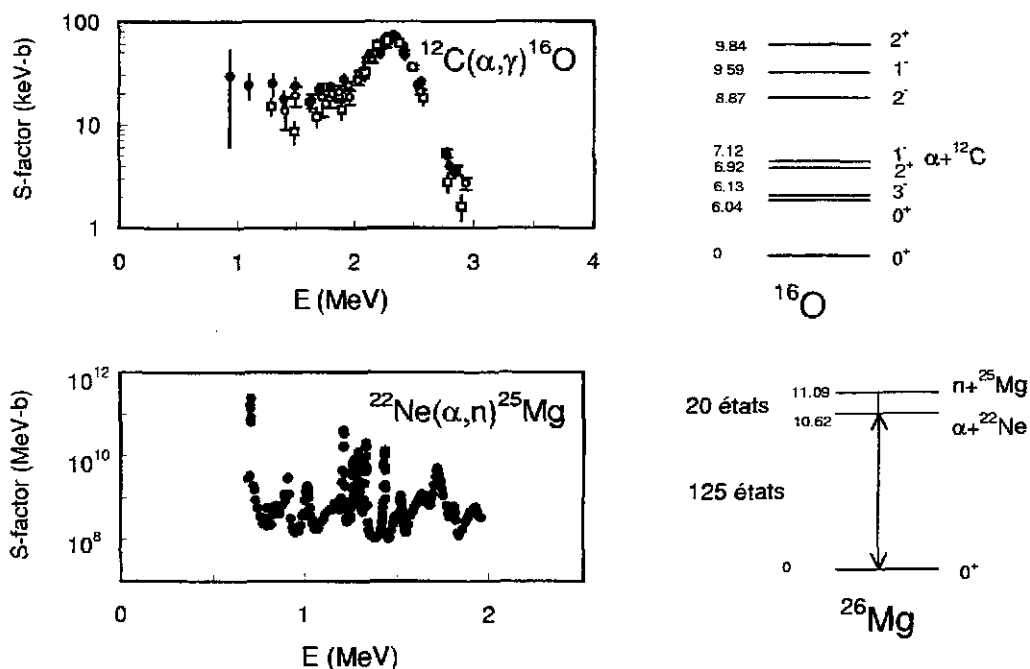


Figure 2.5: Voir légende à la figure 2.4.

En raison de l'extrême importance de cette réaction dans les modèles stellaires, une littérature très importante lui est consacrée (voir par exemple la référence [40]).

Lorsque la densité de niveaux au voisinage du seuil devient élevée (ce qui se produit principalement dans les noyaux de masse $A \geq 14$), la section efficace présente un comportement dit "multirésonnant" et de nombreuses résonances étroites se superposent. Dans ce cas, il est nécessaire de faire appel à des théories statistiques [41] qui peuvent, de manière approchée, rendre compte de ces densités de niveaux élevées. Un exemple typique est présenté à la figure 2.5, avec la réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

Dans la hiérarchie présentée à la table 2.1, figurent en dernière position les réactions de capture faible. Comme nous l'avons discuté au §2.6.1, les sections efficaces sont minuscules. Remarquons que nous n'avons pas discuté ici d'autres réactions d'intérêt astrophysique, telles que les réactions de fusion ou de spallation [5]. Ces réactions font intervenir des noyaux plus lourds ou des énergies plus élevées, et ne rentrent pas dans le cadre de ce travail.

3 Le modèle de potentiel

3.1 Introduction

La résolution de l'équation de Schrödinger associée au hamiltonien (2.7), qui fait intervenir individuellement tous les nucléons du système, est un problème extrêmement complexe qui n'a pas de solution exacte dès que le nombre de nucléons dépasse trois. Dans le modèle de potentiel [12, 13, 42, 43, 44], on suppose que les nucléons des deux noyaux en collision conduisent à une interaction moyenne entre ces noyaux, qui ne dépend que de la distance relative. En d'autres termes, excepté pour quelques propriétés spécifiques, la structure interne des noyaux n'est pas prise en compte.

Considérons les coordonnées absolues \mathbf{r}_i des nucléons; les centres de masse des deux noyaux s'écrivent

$$\mathbf{R}_1 = \frac{1}{A_1} \sum_{i=1}^{A_1} \mathbf{r}_i$$

$$\mathbf{R}_2 = \frac{1}{A_2} \sum_{i=A_1+1}^A \mathbf{r}_i, \quad (3.1)$$

ce qui permet de définir la coordonnée relative ρ et la coordonnée du centre de masse du système \mathbf{R}_{cm} par

$$\begin{aligned} \rho &= \mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2 \\ \mathbf{R}_{cm} &= \frac{1}{A} (A_1 \mathbf{R}_1 + A_2 \mathbf{R}_2). \end{aligned} \quad (3.2)$$

A l'intérieur de chaque noyau, définissons les coordonnées internes

$$\begin{aligned} \xi_1^i &= \mathbf{r}_i - \mathbf{R}_1 \text{ pour } i \leq A_1 \\ \xi_2^i &= \mathbf{r}_i - \mathbf{R}_2 \text{ pour } i > A_1. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Dans le modèle de potentiel, le hamiltonien (2.7) s'écrit

$$H = H_1 + H_2 + T_{cm} + T_\rho + V(\rho), \quad (3.4)$$

où H_1 et H_2 sont les hamiltoniens internes des noyaux 1 et 2, T_{cm} est l'énergie du centre de masse et $V(\rho)$ est le potentiel. Comme les quatre termes de (3.4) agissent dans des espaces différents, la fonction d'onde totale se factorise

$$\Psi_{\ell I}^{JM\pi} = g_{\ell I}^{J\pi}(\rho) \varphi_{\ell I}^{JM\pi}(\Omega_\rho, \xi_1^i, \xi_2^j), \quad (3.5)$$

où la fonction de voie $\varphi^{JM\pi}$ a été définie en (2.12), et où le mouvement du centre de masse a été éliminé. Dans cette définition, la fonction relative $g_{\ell J}^{J\pi}(\rho)$ est obtenue par

$$[T_\rho + V(\rho)] g_{\ell J}^{J\pi}(\rho) = E g_{\ell J}^{J\pi}(\rho), \quad (3.6)$$

où E est l'énergie relative des deux noyaux. Le modèle de potentiel réduit donc l'équation de Schrödinger à une équation purement radiale

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu m_N} \left(\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{d}{d\rho} - \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} \right) + V(\rho) - E \right] g_{\ell J}^{J\pi}(\rho) = 0. \quad (3.7)$$

où $V(\rho)$ est le potentiel d'interaction. Remarquons que le potentiel peut dépendre de ℓ et de J . Par ailleurs, les fonctions internes ϕ^{I_1} et ϕ^{I_2} ne jouent aucun rôle dans le calcul de l'énergie du système. Elles peuvent apparaître dans certains types d'éléments de matrice.

L'équation de Schrödinger (3.7) doit être résolue numériquement pour la plupart des potentiels noyau-noyau tels que ceux utilisés dans la suite. L'équation est intégrée numériquement par la méthode de Numérov [45, 46]. Pour les états liés, l'énergie est obtenue en imposant à la solution d'être de carré sommable. On peut montrer que les énergies propres correspondent aux racines d'une équation algébrique [45, 46]. Pour les états libres, la solution numérique est ajustée, à grandes distances, par une combinaison linéaire des ondes coulombiennes I_ℓ et O_ℓ , ce qui permet de déterminer le déphasage. Pour des calculs à une voie, celui-ci s'obtient directement à partir de la matrice de collision

$$U_\ell = \exp(2i\delta_\ell). \quad (3.8)$$

La fonction d'onde est ensuite normalisée au flux unité, pour respecter les conditions du §2.

3.2 Choix du potentiel

Dans le modèle de potentiel, toute la physique du problème est déterminée par l'interaction noyau-noyau $V(\rho)$. Selon le type d'application auquel on s'intéresse, le choix de ce potentiel sera guidé par des contraintes expérimentales. Dans les réactions de capture, il est crucial que le potentiel reproduise l'énergie de l'état final. Si des déphasages sont disponibles, le potentiel de l'état initial sera choisi de manière à les reproduire le plus précisément possible. Les formes le plus fréquemment utilisées sont les potentiels de Woods-Saxon

$$V(\rho) = \frac{V_0}{1 + \exp((\rho - \rho_0)/a)}, \quad (3.9)$$

ou Gaussien

$$V(\rho) = V_0 \exp(-(\rho/a)^2). \quad (3.10)$$

Outre les contraintes éventuelles liées aux données expérimentales, le potentiel d'interaction doit également respecter une contrainte dont l'origine est microscopique [12]. La fonction d'onde (3.5) est une forme simplifiée d'une définition plus générale

$$\Psi_{\ell I}^{JM\pi} = \mathcal{A} g_{\ell I}^{J\pi}(\rho) \varphi_{\ell I}^{JM\pi}(\Omega_\rho, \xi_1^i, \xi_2^j), \quad (3.11)$$

où \mathcal{A} est l'opérateur d'antisymétrisation entre tous les nucléons. Cette définition est utilisée dans les modèles microscopiques [47] où tous les nucléons sont pris en compte. La présence de l'antisymétriseur permet de tenir compte exactement du principe de Pauli, mais alourdit considérablement les calculs. On peut montrer que, sous certaines hypothèses que nous ne détaillerons pas ici, il existe, pour chaque système, des fonctions radiales non nulles qui annulent exactement $\Psi_{\ell I}^{JM\pi}$ par la présence de l'opérateur \mathcal{A} . Ces fonctions sont appelées "ondes interdites". Nous renvoyons aux références [48, 12, 13] pour plus d'informations. La présence des ondes interdites peut être simulée par un choix approprié du potentiel. Buck *et al.* [48] ont montré que le potentiel devait contenir un nombre d'états liés n_r égal au nombre d'ondes interdites. Cette prescription conduit à l'utilisation de potentiels dits "profonds" puisqu'ils contiennent n_r états additionnels. Le calcul de n_r dépend du système et de l'onde partielle considérés. Dans le cas des systèmes noyau-nucléon, n_r est facile à déterminer. A la table 3.1, nous donnons les valeurs de n_r pour les systèmes étudiés dans la suite.

Table 3.1 Ondes interdites de quelques systèmes.

$\alpha+{}^3\text{He}$		${}^7\text{Be}+p$		${}^{12}\text{C}+p$	
ℓ	n_r	ℓ	n_r	ℓ	n_r
0	2	0	1	0	1
1,2	1	≥ 1	0	≥ 1	0
≥ 3	0				

Pour être complets, signalons que la présence des ondes interdites peut également être simulée par une singularité à l'origine du potentiel $V(\rho)$. Les deux approches sont liées par une transformation supersymétrique [49] qui, à partir d'un potentiel profond, permet de déterminer un potentiel équivalent (c.-à-d. donnant les mêmes déphasages) au potentiel initial. Nous n'aborderons pas cette méthode ici.

3.3 Sections efficaces

Pour utiliser les opérateurs multipolaires électromagnétiques (2.29), il est nécessaire de les expliciter dans le système de coordonnées défini en 3.1. Remarquons d'abord que nous éliminons le mouvement du centre de masse en utilisant la transformation proposée par Gartenhaus et Schwartz [50]. Dans cette transformation, un opérateur O' invariant par translation s'écrit

$$O' = O(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_{cm}, \mathbf{p}_i - \mathbf{P}_{cm}/A), \quad (3.12)$$

où \mathbf{R}_{cm} et \mathbf{P}_{cm} représentent la coordonnée et l'impulsion du centre de masse. Moyennant cette transformation, les opérateurs $E1$, $E2$ et $M1$ s'écrivent

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{1\mu}^E &= e \left(Z_1 \frac{A_2}{A} - Z_2 \frac{A_1}{A} \right) \rho Y_1^\mu(\Omega_\rho) \\ \mathcal{M}_{2\mu}^E &= \mathcal{M}_{2\mu}^E(\xi_1) + \mathcal{M}_{2\mu}^E(\xi_2) + e \left(Z_1 \left(\frac{A_2}{A} \right)^2 + Z_2 \left(\frac{A_1}{A} \right)^2 \right) \rho^2 Y_2^\mu(\Omega_\rho) \\ \mathcal{M}_{1\mu}^M &= \mathcal{M}_{1\mu}^M(\xi_1) + \mathcal{M}_{1\mu}^M(\xi_2) + \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_N \frac{Z_1 A_2^2 + Z_2 A_1^2}{A_1 A_2 A} \ell_\mu, \end{aligned} \quad (3.13)$$

où l'on a fait apparaître les opérateurs $E2$ et $M1$ liés à la structure interne des noyaux. Nous retrouvons une des règles de sélection discutée en 2.4, à savoir que l'opérateur $E1$ s'annule pour des systèmes où $Z_1/A_1 = Z_2/A_2$, c'est-à-dire pour des systèmes d'isospin zéro.

Nous donnons ici les éléments de matrice de (3.13) pour des systèmes formés de noyaux de spin zéro. L'extension au cas général est présentée à l'appendice A. Si les noyaux ont un spin zéro, les éléments de matrice entre fonctions (3.5) s'obtiennent par

$$\begin{aligned} \langle \Psi^{J_f} || \mathcal{M}_\lambda^E || \Psi^{J_i} \rangle &= F_E \int_0^\infty g^{J_f}(\rho) \rho^{\lambda+2} g^{J_i}(\rho) d\rho \\ \langle \Psi^{J_f} || \mathcal{M}_1^M || \Psi^{J_i} \rangle &= F_M \int_0^\infty g^{J_f}(\rho) \rho^2 g^{J_i}(\rho) d\rho, \end{aligned} \quad (3.14)$$

où

$$\begin{aligned} F_E &= e \left[Z_1 \left(\frac{A_2}{A} \right)^\lambda + Z_2 \left(-\frac{A_1}{A} \right)^\lambda \right] \left[\frac{(2\lambda+1)(2J_i+1)}{4\pi(2J_f+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \langle J_i \ 0 \ \lambda \ 0 | J_f \ 0 \rangle \\ F_M &= \mu_N \frac{Z_1 A_2^2 + Z_2 A_1^2}{A_1 A_2 A} \delta_{J_i J_f} \sqrt{\frac{3J_f(J_f+1)}{4\pi}}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Dans les cas de spin non-nul, les formules (3.14) et (3.15) contiennent des termes additionnels liés aux moments internes des noyaux 1 et 2. La conclusion générale est cependant identique: les éléments de matrice se réduisent à des intégrales à une dimension et à des facteurs géométriques. Connaissant les éléments de matrice, la section efficace de capture peut être calculée avec (2.35).

3.4 Applications

3.4.1 Introduction

Nous présentons ici quelques applications du modèle de potentiel aux réactions de capture radiative. Nous avons choisi trois exemples typiques:

- les réactions non résonnantes ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ et ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$,
- la réaction ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ qui présente une résonance ($\ell = 0$) à basse énergie. Comme nous l'avons vu précédemment, le facteur astrophysique est fortement dominé par cette résonance.

Ces trois exemples donnent un bon aperçu des différentes situations qui peuvent se présenter dans les systèmes légers.

3.4.2 Les réactions ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ et ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$

Nous utilisons un potentiel gaussien (3.10) pour l'interaction nucléaire. Le potentiel coulombien est paramétrisé par une forme point-sphère

$$\begin{aligned} V_c(\rho) &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - (\rho/R_c)^2 \right) \text{ pour } \rho \leq R_c \\ &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\rho} \text{ pour } \rho > R_c, \end{aligned} \quad (3.16)$$

où R_c est le rayon de la sphère (typiquement la somme des rayons nucléaires).

Les paramètres utilisés sont donnés à la table 3.2. Pour les réactions ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ et ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, ils sont inspirés de ceux utilisés aux références [44] et [51] respectivement. Dans chaque cas, le potentiel final est ajusté de manière à reproduire l'énergie de liaison. Pour le système ${}^{12}\text{C}+p$, l'état initial est décrit par un potentiel différent de celui de l'état final; il est déterminé par l'énergie et la largeur de la résonance $1/2^+$ ($E_{cm} = 0.42$ MeV, $\Gamma_p = 32$ keV) de ${}^{13}\text{N}$. Remarquons que ces potentiels sont indicatifs; ils ne sont pas ajustés sur les sections efficaces et ne peuvent pas être considérés comme "optimaux".

Table 3.2 Paramètres des potentiels gaussiens.

	${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$	${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$	${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$
R_c (fm)	3.25	2.4	2.7
<u>Etat final</u>			
E_f (MeV)	-1.59, -1.16	-0.137	-1.94
ℓ_f	1	1	1
J_f	$3/2^-, 1/2^-$	2^+	$1/2^-$
a (fm)	2.48	2.8	2.7
V_0 (MeV)	-86.6, -84.8	-44.81	-56.4
<u>Etat initial</u>			
ℓ_i	0, 2	0, 2	0
J_i	$1/2^+, 3/2^+, 5/2^+$	2^-	$1/2^+$
a (fm)	2.48	2.8	2.7
V_0 (MeV)	-67.7	-44.81	-70.5

Les facteurs astrophysiques sont représentés à la figure 3.1, et comparés aux données expérimentales disponibles. Le noyau ${}^7\text{Be}$ présentant deux états liés, le facteur S contient deux termes relatifs aux états $3/2^-$ et $1/2^-$. En raison du facteur E_γ^3 apparaissant dans la section efficace $E1$, la contribution de l'état fondamental est supérieure à la contribution de l'état excité $1/2^-$. En-dessous de 0.5 MeV, l'onde s représente la majeure partie du facteur S , mais l'onde d ne peut plus être négligée au-delà de 1 MeV.

La section efficace ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ présente une résonance 1^+ à $E_{cm} = 0.63$ MeV. Cette résonance possède un moment orbital $\ell = 1$ et décroît vers l'état fondamental par une transition $M1$; sa contribution à basse énergie est donc négligeable et elle ne sera donc pas prise en compte ici. Dans le but d'évaluer la sensibilité du facteur S en fonction du potentiel, nous avons utilisé plusieurs valeurs de a , et réajusté V_0 pour reproduire la faible énergie de ${}^8\text{B}$ (-0.137 MeV). L'effet est essentiellement un facteur d'échelle, comme nous le verrons plus loin. A nouveau, l'onde d ne peut plus être négligée au-delà de 0.5 MeV.

Le facteur astrophysique ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ est essentiellement déterminé par les propriétés de la résonance $1/2^+$ à 0.42 MeV. Contrairement à la réaction ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, cette résonance a un moment cinétique $\ell = 0$, et son effet s'étend jusqu'à énergie nulle. Avec les paramètres adoptés, le modèle de potentiel surestime les données d'un facteur 2 environ. Cet effet est bien connu, et provient du fait que l'on suppose

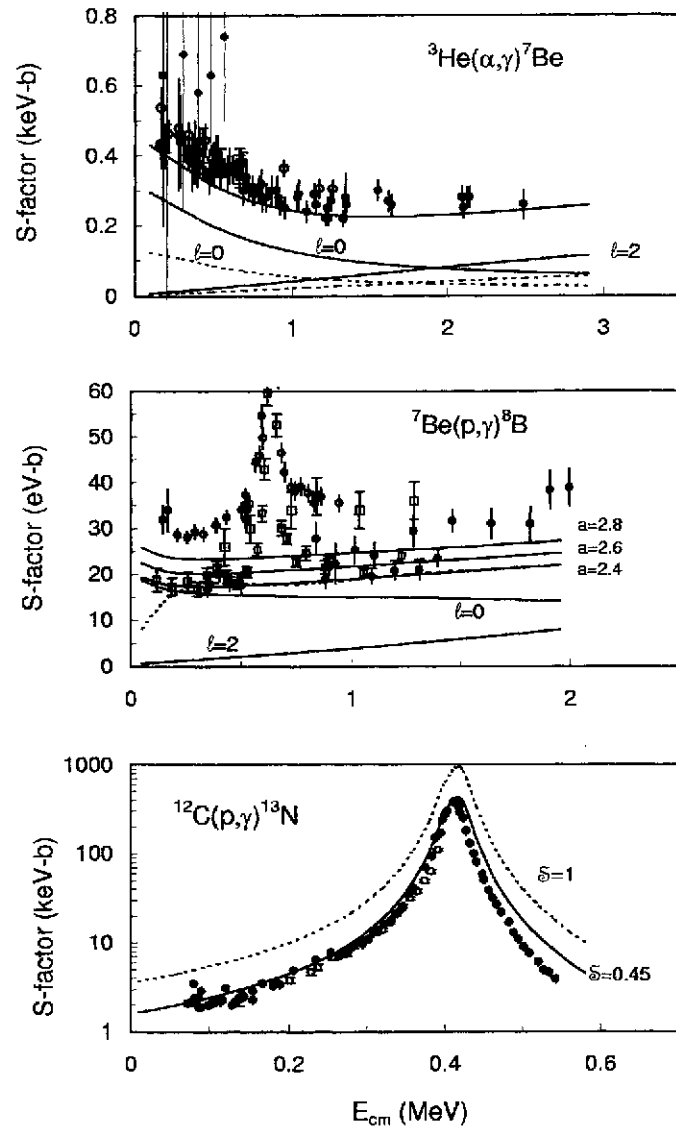


Figure 3.1: Facteurs astrophysiques dans le modèle de potentiel. ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$: les traits pleins correspondent à l'état fondamental $3/2^-$, et les traits pointillés correspondent à l'état excité $1/2^-$. ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$: les calculs sont faits pour différentes portées du potentiel gaussien; les traits pointillés sont obtenus en utilisant une limite supérieure de 50 fm pour l'intégrale radiale.

que l'état fondamental de ^{13}N possède une structure $^{12}\text{C}+p$ seulement. Une fonction d'onde réaliste de ^{13}N devrait contenir un mélange de plusieurs configurations, telles que $^{12}\text{C}^*+p$, ce qui réduirait la composante $^{12}\text{C}+p$. Cet effet peut être simulé par l'introduction d'un facteur spectroscopique S qui multiplie la fonction d'onde de ^{13}N , et donc le facteur astrophysique [43]. En utilisant $S = 0.45$, on constate que l'accord entre la théorie et l'expérience est excellent entre 0 et 0.4 MeV. Un tel facteur n'est pas nécessaire pour ^7Be et ^8B qui présentent des composantes $\alpha+^3\text{He}$ et $^7\text{Be}+p$ dominantes dans leur état fondamental; le facteur spectroscopique est donc proche de l'unité.

3.4.3 Analyse des sections efficaces

Comme nous l'avons vu au §3.3, les sections efficaces sont déterminées par des intégrales impliquant les fonctions d'onde initiale et finale. Définissons

$$I(\rho) = g^{J_f}(\rho)\rho^{\lambda+2}g^{J_i}(\rho), \quad (3.17)$$

dont l'intégrale conduit à la section efficace pour les multipôles électriques [voir (3.14)]. A la figure 3.2, nous présentons cet intégrant à une énergie typique (0.02 MeV pour $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$, et 0.1 MeV pour $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ et $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$). Les conclusions dépendent très peu de l'énergie considérée.

La figure 3.2 montre que, pour la réaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, le maximum (appelé ρ_{max}) de $I(\rho)$ se trouve vers 4 fm, alors qu'il est aux environs de 10 fm pour $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$. A basse énergie, la fonction initiale $g^{J_i}(\rho)$ décroît rapidement dans la région d'interaction nucléaire, puisque le facteur de pénétration est petit. Par contre, la fonction finale $g^{J_f}(\rho)$ est maximale dans la région nucléaire ($\leq 4-5$ fm) et décroît exponentiellement au-delà. A grande distance, on a

$$g^{J_f}(\rho) = C_f W_{-\eta, \ell_f + \frac{1}{2}}(2k\rho)/\rho \sim C_f \exp(-k\rho)/\rho^{\eta+1} \quad (3.18)$$

où C_f est l'amplitude et k le nombre d'onde. La décroissance est d'autant plus rapide que k est grand, et donc que l'énergie de liaison est importante. De ceci, il résulte que le produit (3.17) présente toujours un maximum. Une situation extrême est fournie par la réaction $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ où $\rho_{max} \simeq 40$ fm, et où l'intégrant (3.17) possède des valeurs non négligeables jusqu'à des distances de l'ordre de 150 fm. Cet effet est dû à la très petite énergie de liaison de ^8B (-0.137 MeV). Pour cette raison, l'intégrale apparaissant en (3.14) doit être effectuée sur un domaine très grand. Les courbes continues de la figure 3.1 ont été obtenues en intégrant jusqu'à 200 fm; la courbe en traits interrompus est obtenue en utilisant 50 fm comme limite supérieure. On voit clairement que, dans ces conditions, la dépendance en énergie en-dessous de 0.2 MeV n'a plus de sens. A la référence [13], ce problème est discuté de façon plus générale, et des formules permettant d'évaluer la position du maximum sont développées.

3.4.4 Le modèle de capture extranucléaire

La figure 3.2 montre que, lorsque l'énergie de liaison est faible, la contribution à l'intégrale (3.14) provient essentiellement des grandes distances. Ce résultat est à la base du modèle de capture extranucléaire [52] dont le domaine de validité dépend bien entendu de l'énergie de liaison. Le grand avantage de ce modèle est qu'il ne nécessite pas de potentiel. La fonction d'onde finale est donnée par son comportement asymptotique (3.18) et la fonction initiale par une onde coulombienne. Dans ce modèle, le déphasage est supposé nul, ou égal à l'approximation de sphère dure.

Moyennant ces hypothèses, le facteur astrophysique peut s'écrire

$$S_f(E) \approx |C_f|^2 \tilde{S}_f(E), \quad (3.19)$$

où $\tilde{S}_f(E)$ est une intégrale qui ne dépend que de propriétés basiques du système telles que les masses des noyaux, l'énergie de liaison et les moments cinétiques. Cette fonction est donc *indépendante* du modèle utilisé. Toute l'information qu'un modèle ou une expérience peut fournir est l'amplitude C_f , encore appelée constante de normalisation asymptotique ou constante de vertex [53]. En utilisant les

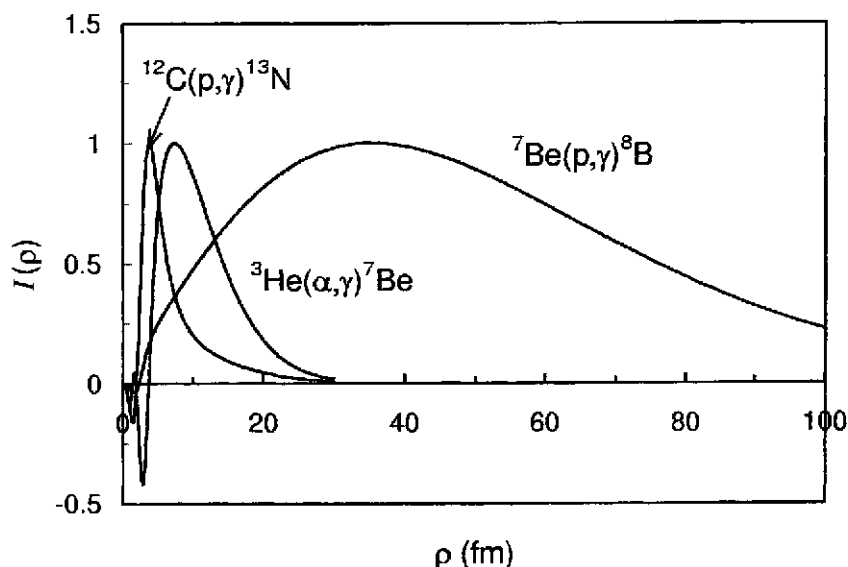


Figure 3.2: Intégrand (3.17) à 0.02 MeV pour ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, et à 0.1 MeV pour ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ et ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$. La normalisation est arbitraire.

propriétés des fonctions coulombiennes, il est possible de développer ce modèle pour obtenir le facteur à énergie nulle $S_f(0)$, ainsi que ses dérivées [19]. Ce résultat permet d'expliquer les facteurs S obtenus à la figure 3.1 pour la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$. En utilisant différents potentiels (correspondant à différentes valeurs de a), les dépendances en énergie ne sont que très peu modifiées. L'effet du potentiel se manifeste au-travers de la constante C_f .

L'importance de la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ a conduit de nombreux groupes expérimentaux et théoriques à développer différentes techniques pour déterminer C_f . Ces méthodes indirectes consistent à réaliser un transfert d'un proton sur ${}^7\text{Be}$, en utilisant des réactions telles que ${}^7\text{Be}(d,n){}^8\text{B}$ ou ${}^7\text{Be}({}^3\text{He},d){}^8\text{B}$ par exemple [54]. Ces méthodes indirectes, sur lesquelles nous reviendrons dans la suite, dépendent cependant d'un modèle d'analyse, ce qui rend la constante C_f peu précise en général.

3.5 Limitations du modèle de potentiel

L'avantage principal du modèle de potentiel est sa simplicité. Il fait toutefois l'hypothèse implicite que l'état final de la réaction possède la structure de la voie d'entrée. Ceci est également vrai pour les résonances, qui doivent pouvoir être décrites par la structure noyau-noyau choisie. Cette situation se rencontre par exemple dans la réaction ${}^{16}\text{O}(\alpha,\gamma){}^{20}\text{Ne}$ où l'état fondamental 0_1^+ de ${}^{20}\text{Ne}$ ainsi que la résonance large 0_4^+ sont bien décrits par une structure $\alpha+{}^{16}\text{O}$, mais où les résonances 0_2^+ et 0_3^+ ne possèdent pas la structure $\alpha+{}^{16}\text{O}$. D'autres configurations, telles que $\alpha+{}^{16}\text{O}^*$ ou $p+{}^{19}\text{F}$ doivent être envisagées mais, d'une part, la simplicité du modèle disparaît et, d'autre part, le choix des potentiels devient de plus en plus difficile. Il est clair que la probabilité que cette situation se présente est d'autant plus grande que la densité de niveaux est élevée. Un autre exemple bien connu est la réaction ${}^{15}\text{O}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{Ne}$ où la majorité des états de basse énergie de ${}^{19}\text{Ne}$ peuvent être reproduits par un modèle $\alpha+{}^{15}\text{O}$, mais où la résonance d'intérêt astrophysique ($3/2^+$ à $E_{cm} = 0.50 \text{ MeV}$) présente vraisemblablement une autre structure.

4 La méthode de la matrice R

4.1 Introduction

La méthode de la matrice R a été introduite dans les années 50 [55, 11]. Son but principal est de paramétrer des grandeurs connues expérimentalement, telles que des sections efficaces ou des déphasages, avec un petit nombre de paramètres (réels), et ensuite d'utiliser ces paramètres pour extrapoler les données, ou en déduire des résultats complémentaires. La théorie de la matrice R introduit la notion de "pôles" qui, physiquement, correspondent à des états liés ou à des résonances du système (nous ne considérons ici que les systèmes à deux noyaux). Les paramètres de la matrice R sont alors liés, mais pas rigoureusement égaux, aux propriétés de ces états: énergie, largeur en particules, largeur γ , etc. Ce problème de relation entre les paramètres expérimentaux (appelés grandeurs "observées") et théoriques (appelés grandeurs "calculées" ou "formelles") est une des principales limitations de la méthode. Le passage d'un type de paramètres à l'autre sera brièvement discuté dans la suite. De nombreuses applications de la méthode de la matrice R ont été réalisées depuis une trentaine d'années par différents auteurs, notamment par F.C. Barker, qui a étudié plusieurs réactions d'intérêt astrophysique, telles que $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ [56], $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ [57] ou $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ [58], mais aussi d'autres processus, tels que la désintégration β de ^6He et ^8He [59].

La méthode de la matrice R suppose qu'il existe une région (sphérique, de rayon a) dans laquelle la physique du problème est déterminée par les paramètres mentionnés plus haut. Dans la région extérieure, l'interaction entre les deux particules du système prend une forme simplifiée. En physique nucléaire, cette interaction se limite à la force coulombienne.

La méthode de la matrice R peut également être appliquée dans un autre but. Dans beaucoup de calculs variationnels, les fonctions de base sont bien adaptées au système dans une région limitée de l'espace, mais ne peuvent pas décrire des états de diffusion. La méthode de la matrice R est alors un complément idéal pour l'étude des collisions. Les paramètres "formels" ne sont pas ajustés à des données, mais calculés à partir des fonctions de base du système. En physique nucléaire, cette situation se rencontre par exemple dans les calculs microscopiques, où les fonctions de base sont gaussiennes [60]; nous discuterons brièvement les modèles microscopiques au chapitre 5. De nombreuses applications de la méthode ont également été réalisées en physique atomique [61].

4.2 Sections efficaces élastiques

4.2.1 Définition de la matrice R

Nous ne traitons ici que les problèmes à une voie; la fonction d'onde est donc caractérisée par le moment orbital ℓ . L'extension aux cas à plusieurs voies est directe, mais alourdit considérablement les notations [11, 62]. Le but est de résoudre l'équation de Schrödinger dans une région limitée de l'espace, ce qui rend l'opérateur d'énergie cinétique non-hermitique. Pour éliminer ce problème on utilise plutôt l'équation de Bloch-Schrödinger

$$(H - E + \mathcal{L}(L)) \Psi^{\ell m} = \mathcal{L}(L) \Psi^{\ell m}, \quad (4.1)$$

où $\mathcal{L}(L)$ est l'opérateur de Bloch

$$\mathcal{L}(L) = \frac{\hbar^2}{2\mu m_N a} \delta(\rho - a) \left(\frac{d}{d\rho} - \frac{L}{\rho} \right) \rho, \quad (4.2)$$

qui rend le hamiltonien hermitique dans la région intérieure ($\rho \leq a$); la constante L est définie par (2.22).

Soit un ensemble u_i^ℓ de N fonctions propres de $H + \mathcal{L}(0)$ avec les valeurs propres E_i^ℓ , et orthonormées sur la région intérieure. La fonction d'onde $\Psi^{\ell m}$ peut s'écrire, dans la région intérieure

$$\Psi_{int}^{\ell m} = \sum_i A_i^\ell u_i^\ell(\rho) Y_\ell^m(\Omega_\rho), \quad (4.3)$$

où les A_i^ℓ sont des coefficients à déterminer. Dans la région extérieure, nous avons, d'après (2.14)

$$\Psi_{ext}^{\ell m} = \frac{(I_\ell(k\rho) - U^\ell(E)O_\ell(k\rho))}{\rho} i^{\ell+1} Y_\ell^m(\Omega_\rho), \quad (4.4)$$

qui correspond à l'équation (2.14) pour un système à une voie. Comme l'opérateur de Bloch est un opérateur de surface, l'équation (4.1) peut se résoudre sur la région intérieure, en remplaçant $\Psi^{\ell m}$ par $\Psi_{ext}^{\ell m}$ dans le membre de droite. Nous avons donc

$$(H - E + \mathcal{L}(L)) \Psi_{int}^{\ell m} = \mathcal{L}(L) \Psi_{ext}^{\ell m}. \quad (4.5)$$

En projetant cette équation sur u_i^ℓ , et en utilisant la propriété

$$F_\ell'(x) G_\ell(x) - F_\ell(x) G_\ell'(x) = 1, \quad (4.6)$$

on en déduit

$$A_i^\ell = i^\ell \exp(i(\delta_{HS} + \delta_C)) \left(\frac{\hbar^2 k}{\mu m_N} \right)^{1/2} \sum_j (B^{-1})_{ij} \sqrt{\tilde{\Gamma}_j}, \quad (4.7)$$

où δ_{HS} est le déphasage sphère dure et δ_C^ℓ le déphasage Coulombien définis par

$$\begin{aligned} \delta_C^\ell &= \arg \Gamma(\ell + 1 + i\eta), \\ \delta_{HS}^\ell &= -\arctan F_\ell(ka)/G_\ell(ka). \end{aligned} \quad (4.8)$$

La matrice B_{ij} est définie par

$$B_{ij} = (E_i - E) \delta_{ij} - L \tilde{\gamma}_i \tilde{\gamma}_j, \quad (4.9)$$

$\tilde{\gamma}_i$ et $\tilde{\Gamma}_i$ étant les largeurs réduite et totale calculées

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma}_i &= \left(\frac{\hbar^2 a}{2\mu m_N} \right)^{1/2} u_i^\ell(a) \\ \tilde{\Gamma}_i &= 2P_\ell(E_i) \times (\tilde{\gamma}_i)^2, \end{aligned} \quad (4.10)$$

où la notation $P_\ell(E_i)$ signifie que le facteur de pénétration est évalué à l'énergie E_i et au rayon a . Dans la suite, nous conviendrons de noter les grandeurs calculées par un tilde (\sim). La largeur réduite est liée à l'amplitude de la fonction d'onde au rayon a . Cette définition s'applique aussi bien aux états d'énergie négative qu'aux résonances, dont l'énergie est positive. Pour les états liés, la largeur totale est nulle. Une grande largeur réduite indique une importante structure en amas de l'état considéré, alors qu'une petite largeur réduite correspond à un état peu déformé. On utilise souvent la largeur réduite sans dimension θ_i^2 définie par [11]

$$\theta_i^2 = (\tilde{\gamma}_i)^2 / \gamma_W^2, \quad (4.11)$$

où γ_W^2 est la largeur de Wigner $\gamma_W^2 = 3\hbar^2/2\mu m_N a^2$. La largeur réduite dépend peu de l'énergie de la résonance; par contre, le facteur de pénétration conduit à une forte sensibilité de la largeur totale par rapport à l'énergie.

En utilisant la condition de continuité

$$\Psi_{int}^{\ell m}(a) = \Psi_{ext}^{\ell m}(a), \quad (4.12)$$

on déduit la matrice de collision

$$U^\ell = \frac{I_\ell(ka)}{O_\ell(ka)} \left(1 + i \sum_{ij} (B^{-1})_{ij} \sqrt{\tilde{\Gamma}_i \tilde{\Gamma}_j} \right). \quad (4.13)$$

Rappelons que la matrice B est complexe; cette propriété est nécessaire pour assurer l'unitarité de la matrice de collision. On montre à l'appendice B que la matrice de collision peut également s'écrire

$$U^\ell = \frac{I_\ell(ka) 1 - L^* R^\ell}{O_\ell(ka) 1 - L R^\ell} = \exp(2i\delta^\ell), \quad (4.14)$$

où nous avons introduit la matrice R^ℓ définie par

$$R^\ell(E) = \sum_\lambda \frac{\tilde{\gamma}_\lambda^2}{E_\lambda - E}, \quad (4.15)$$

et le déphasage

$$\delta^\ell = \delta_C^\ell + \delta_{HS}^\ell + \delta_R^\ell. \quad (4.16)$$

Le déphasage sphère dure représente le déphasage que l'on aurait avec $R^\ell = 0$. Ceci correspond à des largeurs réduites nulles, et donc à un potentiel infini dans la région intérieure, ce qui justifie la dénomination "sphère dure". Dans la définition (4.16) du déphasage, apparaît le déphasage "matrice R " δ_R^ℓ défini par

$$\delta_R^\ell = \arctan \frac{P_\ell(E) R^\ell(E)}{1 - S_\ell(E) R^\ell(E)}, \quad (4.17)$$

où P_ℓ et S_ℓ sont les facteurs de pénétration et de déplacement définis en (2.23). En pratique, on définit le déphasage nucléaire par

$$\delta_N^\ell = \delta_{HS}^\ell + \delta_R^\ell, \quad (4.18)$$

et, par simplification, nous utiliserons la dénomination "déphasage" pour (4.18).

Remarquons que dans les problèmes à une voie, la matrice R est de dimension unité. Rigoureusement, il faudrait plutôt parler de "fonction R ", mais nous garderons la dénomination "matrice R " utilisée traditionnellement. Les équations (4.10) et (4.15) illustrent bien les deux types d'applications mentionnés plus haut. Soit les grandeurs E_i et $\tilde{\gamma}_i^2$ sont utilisées comme paramètres pour ajuster le déphasage, soit elles sont calculées à partir des fonctions de base u_i^ℓ .

4.2.2 Lien entre grandeurs "observées" et "calculées"

Comme nous l'avons vu en 4.2.1, les énergies de pôles E_i et les largeurs réduites $\tilde{\gamma}_i^2$ sont associées aux pôles de la matrice R , et dépendent donc des conditions choisies, telles que la base u_i^ℓ ou la frontière a . L'énergie de résonance "observée" E_i^r correspond à une énergie où la partie réelle de la matrice de collision s'annule; en d'autres termes, l'énergie de résonance est définie par

$$S_\ell(E_i^r) R^\ell(E_i^r) = 1. \quad (4.19)$$

Par ailleurs, la largeur d'une résonance Γ_i peut être définie par l'approximation de Breit-Wigner au voisinage de la résonance

$$\delta_R^\ell(E) \approx \arctan \frac{\Gamma_i(E)}{2(E_i^r - E)}, \quad (4.20)$$

ce qui donne, en utilisant (4.17)

$$\Gamma_i(E) = 2P_\ell(E) \frac{R_\ell(E_i^r)}{[S_\ell(E) R_\ell(E)]'_{E=E_i^r}} = 2P_\ell(E) \gamma_i^2, \quad (4.21)$$

ce qui définit γ_i^2 comme étant la largeur réduite *observée* de la résonance. On écrit également

$$\Gamma_i(E) = \Gamma_i \frac{P_\ell(E)}{P_\ell(E_i^r)}, \quad (4.22)$$

où Γ_i est la largeur calculée à l'énergie de la résonance; c'est la grandeur disponible dans les tables.

Si le nombre de pôles N est quelconque, le passage des grandeurs observées aux grandeurs formelles est assez ardu (voir la référence [63]). Pour illustrer le problème, nous choisissons ici le cas simple $N = 1$, dans lequel la matrice de collision (4.13) conduit au déphasage

$$\delta_R^\ell(E) = \arctan \frac{\tilde{\Gamma}_1(E)}{2(E_1 - E - S_\ell(E)\tilde{\gamma}_1^2)}, \quad (4.23)$$

qui est équivalent au déphasage (4.20) si l'on pose

$$\begin{aligned} E_1^r &= E_1 - \gamma_1^2 S_\ell(E_1^r) \\ \gamma_1^2 &= \tilde{\gamma}_1^2 / \left(1 + \tilde{\gamma}_1^2 S_\ell'(E_1^r)\right), \end{aligned} \quad (4.24)$$

où la notation S_ℓ' représente la dérivée de S_ℓ par rapport à l'énergie. Ces formules permettent de passer aisément d'un type de paramètres à l'autre. Pour obtenir (4.24) nous avons utilisé l'approximation de Thomas, qui consiste à linéariser le déplacement au voisinage de l'énergie E_1^r

$$S_\ell(E) \approx S_\ell(E_1^r) + (E - E_1^r) S_\ell'(E_1^r). \quad (4.25)$$

Cette approximation est en général très précise (voir figure 2.1). Le terme $\tilde{\gamma}_1^2 S_\ell'(E_1^r)$ est appelé "facteur de déplacement"; il est d'autant plus important que $\tilde{\gamma}_1^2$ est grand ou, en d'autres termes, que la structure en amas est marquée. On constate donc que la différence entre grandeurs observées et calculées provient de deux définitions différentes de l'approximation de Breit-Wigner. Dans la définition (4.23), qui fait appel aux grandeurs calculées, le facteur de déplacement apparaît explicitement; la définition usuelle (4.20) ne tient pas compte de ce terme. Les deux expressions sont équivalentes à condition de redéfinir les paramètres de la résonance.

4.3 Sections efficaces de transfert

4.3.1 Formalisme

La théorie de la matrice R développée jusqu'ici ne concerne que des systèmes à une voie ou, en d'autres termes, des matrices R de dimension 1. Pour traiter les réactions de transfert, il est bien entendu nécessaire de généraliser ce formalisme à plusieurs voies. Nous exposons ici les résultats principaux sans donner les démonstrations. Des détails peuvent être trouvés dans les références [11, 37, 62]. L'extension de la définition (4.15) aux problèmes à plusieurs voies s'écrit

$$R_{\alpha\beta}(E) = \sum_i \frac{\tilde{\gamma}_{i,\alpha} \tilde{\gamma}_{i,\beta}}{E_i - E}, \quad (4.26)$$

où $\tilde{\gamma}_{i,\alpha}$ est la largeur réduite du pôle i dans la voie α . Dans la réaction ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ par exemple, les labels α et β prennent les valeurs 1 et 2 correspondant aux voies ${}^6\text{Li}+p$ et $\alpha+{}^3\text{He}$, et l'élément non-diagonal R_{12} se rapporte au transfert entre ces deux voies. On montre également que la matrice de collision (4.13) se généralise de la façon suivante

$$U(E) = (Z^*(E))^{-1} Z(E), \quad (4.27)$$

où un élément de la matrice Z s'écrit

$$Z_{\alpha\beta}(E) = I_\alpha(E) \delta_{\alpha\beta} - a \sqrt{k_\alpha k_\beta} R_{\alpha\beta}(E) I_\beta'(E), \quad (4.28)$$

et où nous avons omis l'indice ℓ pour alléger les notations.

En toute généralité, le passage des grandeurs "formelles" aux grandeurs "observées" est assez compliqué si le nombre de pôles est quelconque. Nous nous limitons ici au cas où $N = 1$, et aux systèmes à 2 voies (les indices α et β sont limités aux valeurs 1 et 2). En utilisant (4.27) et (4.28), nous avons

$$\begin{aligned} U_{11} &= \frac{I_1}{O_1} \frac{1 - R_{11}L_1^* - R_{22}L_2}{1 - R_{11}L_1 - R_{22}L_2}, \\ U_{22} &= \frac{I_2}{O_2} \frac{1 - R_{11}L_1 - R_{22}L_2^*}{1 - R_{11}L_1 - R_{22}L_2}, \\ U_{12} &= U_{21} = \frac{2ia\sqrt{k_1 k_2} \sqrt{R_{11} R_{22}}}{O_1 O_2 (1 - R_{11}L_1 - R_{22}L_2)}, \end{aligned} \quad (4.29)$$

où L_1 et L_2 représentent les constantes (2.22) dans les voies 1 et 2. L'énergie de résonance E_1^r est donc reliée à l'énergie du pôle E_1 par

$$E_1^r - E_1 + \tilde{\gamma}_1^2 S_1(E_1^r) + \tilde{\gamma}_2^2 S_2(E_1^r) = 0, \quad (4.30)$$

qui étend (4.24) aux systèmes à 2 voies. De la même manière, les largeurs réduites "observées" s'écrivent

$$\gamma_\alpha^2 = \tilde{\gamma}_\alpha^2 / \left(1 + \tilde{\gamma}_1^2 S_1'(E_1^r) + \tilde{\gamma}_2^2 S_2'(E_1^r) \right), \quad (4.31)$$

où S'_α est la dérivée du déplacement par rapport à l'énergie. Les relations (4.30) et (4.31) permettent donc de faire le lien entre les grandeurs expérimentales ($E_1^r, \gamma_1^2, \gamma_2^2$) et les paramètres de la matrice R ($E_1, \tilde{\gamma}_1^2, \tilde{\gamma}_2^2$). Ce formalisme est illustré aux paragraphes suivants.

4.3.2 Exemple: la réaction ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$

La réaction ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ présente une résonance $3/2^+$ vers $E = 0.25$ MeV [64, 35]. Les moments orbitaux dans les voies d'entrée et de sortie valent donc $\ell_i = 0$ et $\ell_f = 2$, respectivement. La section efficace (2.37) est calculée avec la définition (4.27) de la matrice de collision, et les données expérimentales [35, 64] sont ajustées avec $a = 4$ fm et $a = 5$ fm.

Table 4.1 Paramètres de la matrice R pour la réaction ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$. Les largeurs réduites observées γ_d^2 et γ_p^2 correspondent à $\Gamma_d = 0.026$ MeV et $\Gamma_p = 0.19$ MeV. Les énergies sont exprimées en MeV.

	$a = 4$ fm	$a = 5$ fm
E_1^r	0.210	0.210
γ_d^2	0.147	0.098
γ_p^2	0.038	0.027
E_1	0.127	0.158
$\tilde{\gamma}_d^2$	0.710	0.111
$\tilde{\gamma}_p^2$	0.045	0.031

Les paramètres obtenus sont présentés à la table 4.1 et les facteurs S correspondant sont donnés à la figure 4.1. Pour les deux valeurs de a , nous avons pris les mêmes énergie et largeurs de la résonance ($E_1^r = 0.210$ MeV, $\Gamma_d = 0.026$ MeV, $\Gamma_p = 0.19$ MeV). La sensibilité du facteur S à énergie nulle est d'environ 10%. Au-delà de 500 keV, l'ajustement sous-estime les données expérimentales, ce qui provient du fait que des ondes partielles $\ell_i > 0$ devraient être introduites.

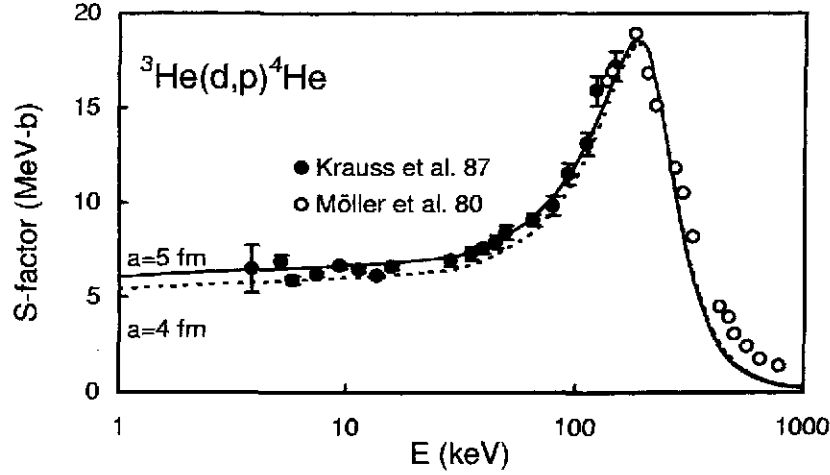


Figure 4.1: Ajustement en matrice R du facteur astrophysique ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$. Les données expérimentales proviennent des références [35] et [64].

4.4 Sections efficaces de capture

4.4.1 Formalisme

Le traitement des sections efficaces de capture est plus difficile car il nécessite le calcul d'éléments de matrice des opérateurs électromagnétiques. Dans l'esprit de la matrice R , un élément de matrice évalué entre deux fonctions Ψ_i et Ψ_f se sépare en deux contributions

$$\langle \Psi_f || \mathcal{M}_\lambda^\sigma || \Psi_i \rangle = \langle \Psi_f || \mathcal{M}_\lambda^\sigma || \Psi_i \rangle_{int} + \langle \Psi_f || \mathcal{M}_\lambda^\sigma || \Psi_i \rangle_{ext}, \quad (4.32)$$

où \mathcal{M}_{int} et \mathcal{M}_{ext} représentent les termes intérieur et extérieur respectivement. En utilisant le développement (4.3) de la fonction d'onde de collision avec la définition (4.7), on obtient

$$\langle \Psi_f || \mathcal{M}_\lambda^\sigma || \Psi_i \rangle_{int} = i^\ell \exp(i(\delta_{HS} + \delta_C)) \left(\frac{\hbar^2 k}{\mu m_N} \right)^{1/2} \sum_{ij} (B^{-1})_{ij} \sqrt{\tilde{\Gamma}_i} \langle \Psi_f || \mathcal{M}_\lambda^\sigma || u_j \rangle, \quad (4.33)$$

où la matrice B est donnée en (4.9). Pour l'élément de matrice extérieur, nous utilisons les formes asymptotiques (2.14) et (2.15) des fonctions de collision, ce qui mène, pour les multipôles électriques, à

$$\langle \Psi_f || \mathcal{M}_\lambda^E || \Psi_i \rangle_{ext} = C_f F_E \int_a^\infty W_{-\eta_f, \ell_f + 1/2}(2k_f \rho) \left[I_{\ell_i}(k\rho) - U^{\ell_i} O_{\ell_i}(k\rho) \right] \rho^\lambda d\rho, \quad (4.34)$$

où C_f est l'amplitude de la fonction d'onde finale, et F_E le facteur géométrique déterminé en 3.3, dans le cadre du modèle de potentiel. Une expression similaire s'obtient pour les multipôles magnétiques. Dans la région extérieure, un élément de matrice se calcule comme dans le modèle de potentiel, avec les formes asymptotiques des fonctions d'onde.

Dans (4.33), nous pouvons définir la probabilité de transition du pôle i vers l'état final

$$B(\sigma\lambda, i \rightarrow f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \left| \langle \Psi_f || \mathcal{M}_\lambda^\sigma || u_i \rangle \right|^2, \quad (4.35)$$

qui correspond à la définition standard de la probabilité de transition entre deux états liés. La largeur γ associée à cette transition s'écrit

$$\tilde{\Gamma}_{\gamma, i} = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\hbar\lambda(2\lambda + 1)!!^2} k_\gamma^{2\lambda + 1} B(\sigma\lambda, i \rightarrow f), \quad (4.36)$$

k_γ étant le nombre d'onde du photon émis. Pour une transition donnée, nous pouvons donc écrire la section efficace de capture sous la forme

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} |U_\gamma|^2, \quad (4.37)$$

où U_γ est défini par

$$U_\gamma = i^\ell \exp(i(\delta_{HS} + \delta_C)) \sum_{ij} (B^{-1})_{ij} \sqrt{\tilde{\Gamma}_i \tilde{\Gamma}_{\gamma,j}} + C_f F_E \sqrt{\frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \frac{8\pi(\lambda + 1)k_\gamma^{2\lambda+1}}{\hbar v \lambda}} \\ \times \int_a^\infty W_{-\eta_f, \ell_f + 1/2}(2k_f \rho) [I_{\ell_i}(k\rho) - U^{\ell_i} O_{\ell_i}(k\rho)] \rho^\lambda d\rho. \quad (4.38)$$

La définition (4.37) permet une écriture similaire pour les sections efficaces de capture et de transfert. Dans (4.38), le premier terme correspond à la contribution interne; le second terme est la contribution externe, parfois appelée "capture directe". Remarquons que ces deux contributions ne sont pas indépendantes: la matrice de collision U^{ℓ_i} apparaissant dans le second terme dépend des largeurs $\tilde{\Gamma}_i$ par l'intermédiaire de (4.13).

Il est possible de décomposer (4.38) en utilisant la définition (4.13) de la matrice de collision [65]. De cette façon, le terme extérieur ne dépend plus de la matrice de collision, mais les largeurs γ du terme intérieur sont remplacées par des largeurs γ effectives qui tiennent compte de termes correctifs. Cette technique présente l'avantage de faire disparaître la matrice de collision de la contribution extérieure, mais introduit des largeurs complexes, et dont la phase varie d'un pôle à l'autre. Nous ne développerons pas cette approche ici.

Dans beaucoup d'applications, un des deux termes de (4.38) domine nettement l'autre. Si la capture s'effectue vers un état fortement lié, k_f est grand, et la contribution extérieure peut être négligée. On aboutit alors à l'expression

$$\sigma_c \approx \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \left| \sum_{ij} (B^{-1})_{ij} \sqrt{\tilde{\Gamma}_i \tilde{\Gamma}_{\gamma,j}} \right|^2, \quad (4.39)$$

dont découle la formule de Breit-Wigner pour la section efficace de capture

$$\sigma_c \approx \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \frac{\tilde{\Gamma}_i \tilde{\Gamma}_\gamma}{(E - E_1)^2 + L^2 \tilde{\gamma}^2}, \quad (4.40)$$

obtenue en supposant $N = 1$. Si, par contre, k_f est petit, la contribution extérieure de (4.38) est dominante, et la section efficace se réduit à l'approximation extranucléaire discutée en 3.4.4.

4.4.2 Lien entre grandeurs "observées" et "calculées"

Comme nous l'avons vu pour les sections efficaces élastiques, les paramètres de la matrice R ne sont pas rigoureusement égaux aux grandeurs observées. Si le nombre de pôles est supérieur à 1, le lien entre les grandeurs "observées" et "calculées" est relativement complexe [63]. Dans le cas où $N = 1$, les grandeurs observées sont définies par la paramétrisation

$$\sigma_c \approx \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \frac{\Gamma_1 \Gamma_{\gamma,1}}{(E - E_1^*)^2 + \Gamma_1^2/4}, \quad (4.41)$$

Les commentaires présentés à la fin du §4.2.2 restent valables ici; la différence entre les grandeurs observées et calculées provient de différentes définitions des paramètres utilisés dans l'approximation de Breit-Wigner. L'énergie E_1^* et la largeur en particules Γ sont données en (4.24); la largeur γ observée Γ_γ s'obtient par

$$\Gamma_{\gamma,1} = \tilde{\Gamma}_{\gamma,1} / (1 + \tilde{\gamma}_1^2 S'(E_1^*)). \quad (4.42)$$

Remarquons que la double somme se trouvant dans (4.38) et (4.39) peut s'écrire d'une autre manière. A l'appendice B, nous montrons que, si l'on néglige la composante extérieure, la section efficace de capture (4.39) peut s'écrire

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \left| \frac{\sum_i \sqrt{\tilde{\Gamma}_i} \tilde{\Gamma}_{\gamma,i} / (E_i - E)}{1 - LR(E)} \right|^2. \quad (4.43)$$

Cette expression fait donc apparaître une somme simple, et introduit explicitement la matrice R de l'onde initiale. Remarquons que le signe des éléments de matrice (4.33) peut être aussi bien négatif que positif. En conséquence, les termes $\sqrt{\tilde{\Gamma}_{\gamma,i}}$ apparaissant dans (4.39) et (4.43) doivent être compris avec leur signe. Ce signe détermine le caractère constructif ou destructif de l'interférence entre les pôles.

4.4.3 Exemples

Comme nous l'avons fait au §4.3, nous appliquons la méthode de la matrice R aux réactions ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ et ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ qui constituent des exemples typiques de réactions de capture à basse énergie. A nouveau, le but de ce paragraphe est d'illustrer la méthode, sans essayer d'obtenir le meilleur ajustement possible.

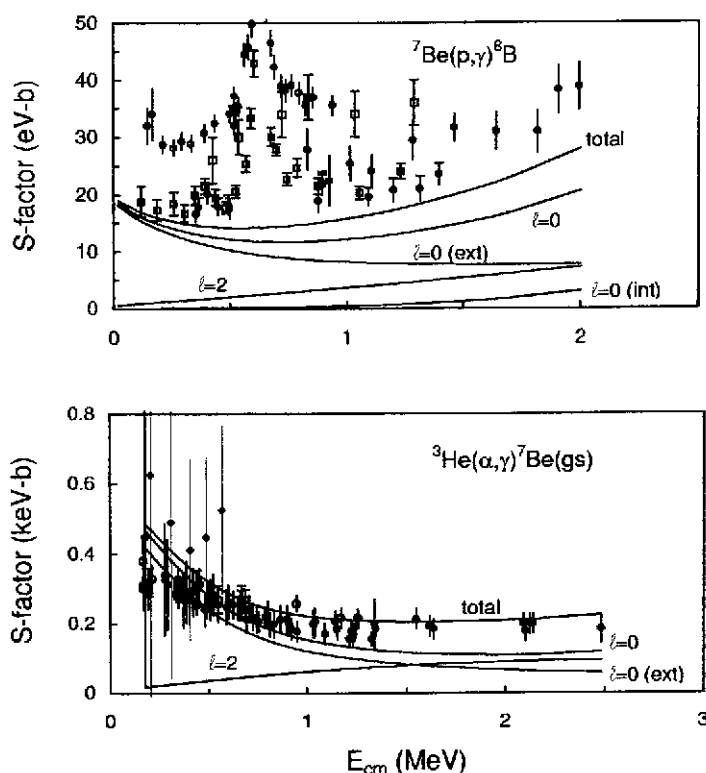


Figure 4.2: Ajustement en matrice R des facteurs astrophysiques ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ et ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ (état fondamental $3/2^-$ uniquement).

Discutons d'abord les réactions non résonnantes ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ et ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ présentées à la figure 4.2. Les paramètres sont donnés à la table 4.2. Pour la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, nous séparons les composantes intérieures et extérieures. La composante extérieure, équivalente à l'approximation extranucléaire (voir §3.4.4), reproduit bien les données expérimentales en-dessous de 0.4 MeV, mais les sousstime nettement au-delà de 1 MeV. Dans cette zone d'énergie, l'interaction à courte portée ne peut plus être négligée. Celle-ci est simulée par l'introduction d'un pôle, dont l'énergie est choisie égale à 5 MeV. Avec

Table 4.2 Paramètres de la matrice R pour les réactions ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ et ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$. Le rayon vaut $a = 5$ fm.

	${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$	${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$
$J_f^{\pi f}$	2^+	$3/2^-$
E_f (MeV)	-0.137	-1.54
C_f (fm $^{-1/2}$)	0.75	6.0
<u>Paramètres observés</u>		
E_1^r (MeV)	5.0	4.0
γ_1^2 (MeV)	0.49	0.02
$\Gamma_{\gamma,1}$ (MeV)	6.0×10^{-5}	8.0×10^{-5}
<u>Paramètres calculés</u>		
E_1 (MeV)	4.97	4.0
$\tilde{\gamma}_1^2$ (MeV)	0.49	0.02
$\tilde{\Gamma}_{\gamma,1}$ (MeV)	6.03×10^{-5}	8.0×10^{-5}

les paramètres de la table 4.2, l'effet de ce pôle est important et clairement visible. En ajoutant la composante $\ell = 2$ (purement externe car la contribution interne est négligeable), on obtient un accord raisonnable avec l'expérience. Rappelons encore que les paramètres choisis ici sont illustratifs, et que l'ajustement pourrait encore être amélioré en optimisant ces paramètres.

Pour la réactions ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$, nous ne considérons que les transitions vers l'état fondamental de ${}^7\text{Be}$. Les mêmes conclusions que précédemment peuvent être obtenues, mais il est possible ici d'ajuster le facteur S avec un terme extérieur uniquement. L'onde partielle $\ell = 2$ constitue la majeure partie de la section efficace au-delà de 1.5 MeV. L'introduction d'un pôle de haute énergie (voir table 4.2) permet de modifier la dépendance en énergie. Cet exemple, ainsi que la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, montrent que la méthode de la matrice R peut parfaitement être appliquée à des réactions non résonnantes. Dans ce cas, un pôle situé à haute énergie simule l'effet de la région intérieure.

Table 4.3 Paramètres (en MeV) de la matrice R pour la réaction ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$. Le rayon vaut $a = 6$ fm.

	$N = 1$	$N = 1$ (opt)	$N = 2$
<u>Paramètres observés</u>			
E^r	0.420	0.416	$0.420, 3.0$
Γ_p	0.033	0.032	$0.033, 1.8$
Γ_γ	5.0×10^{-7}	9.0×10^{-7}	$5.0 \times 10^{-7}, 8.0 \times 10^{-5}$
<u>Paramètres calculés</u>			
E_1	-0.14	-0.15	$-0.31, 2.9$
$\tilde{\gamma}^2$	0.60	0.61	$0.92, 0.51$
$\tilde{\Gamma}_\gamma$	8.2×10^{-7}	1.5×10^{-6}	$2.4 \times 10^{-6}, 8.0 \times 10^{-5}$

La réaction résonnante ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ est illustrée à la figure 4.3; les paramètres sont donnés à la table 4.3. Dans un premier temps, nous avons négligé la composante extérieure ($C_f = 0$). De cette manière,

le facteur astrophysique expérimental ne peut pas être reproduit avec précision par l'approximation de Breit-Wigner ($N = 1$) en utilisant les paramètres expérimentaux de la résonance $1/2^+$ à 0.42 MeV. Si l'accord est raisonnable au voisinage de la résonance, le calcul sous-estime d'un facteur 2 les données expérimentales à basse énergie. L'ajustement peut être amélioré en optimisant les paramètres (ligne interrompue à la figure 4.2), mais la largeur du pic est alors trop grande. Une amélioration possible consiste à introduire un second pôle dans le développement de la matrice R (courbe $N = 2$ à la figure 4.3). Les paramètres de ce second pôle sont donnés à la table 4.3. On constate une amélioration sensible de l'ajustement.

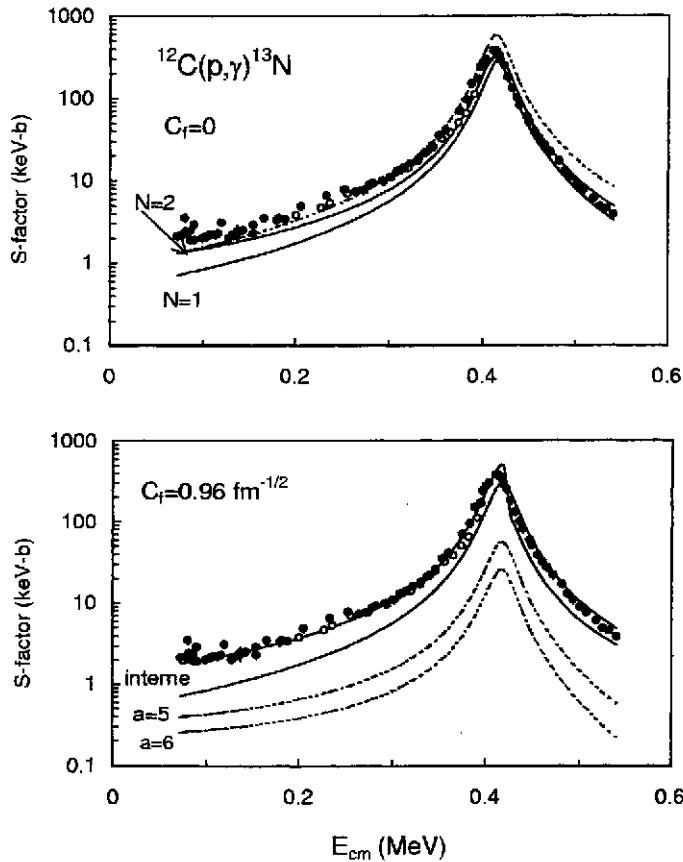


Figure 4.3: Ajustement en matrice R du facteur astrophysique $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ (voir texte).

Il est également possible d'obtenir un excellent ajustement des données en introduisant une composante extérieure ($C_f = 0.96 \text{ fm}^{-1/2}$). Au bas de la figure 4.3, nous avons repris l'approximation de Breit-Wigner ($N = 1$) à laquelle nous avons ajouté le terme extérieur. La contribution extérieure est illustrée en traits interrompus pour $a = 5 \text{ fm}$ et $a = 6 \text{ fm}$. Les composantes intérieures et le facteur astrophysique total sont similaires pour ces deux choix de frontière. Cette réaction illustre bien la discussion du §2.7, où nous avons attiré l'attention sur une certaine confusion qui existe dans la littérature quant au traitement des réactions résonnantes. La section efficace peut s'écrire

$$\sigma = |\sqrt{\sigma_{int}} \pm \sqrt{\sigma_{ext}}|^2 \quad (4.44)$$

où σ_{int} et σ_{ext} représentent les termes intérieur et extérieur respectivement. La phase entre ces deux amplitudes est toujours réelle; elle est positive dans le cas présent. La confusion mentionnée plus haut provient du fait que beaucoup d'auteurs traitent σ_{ext} comme étant une composante non-résonnante, calculée dans le modèle de potentiel par exemple. Cette procédure n'est pas justifiée du fait que σ_{ext} dépend implicitement de la région intérieure par l'intermédiaire du déphasage. Le terme σ_{ext} , bien

que ne représentant qu'une petite partie de la section efficace totale, présente également une structure résonnante. La dénomination "capture directe" pour σ_{ext} est donc mal adaptée; il faudrait plutôt parler de "correction par rapport à l'approximation de Breit-Wigner" puisque σ_{ext} n'est pas un terme non-résonnant. Il est donc capital d'utiliser des contributions interne et externe cohérentes, car la décomposition dépend du modèle utilisé (ceci est bien illustré par le fait que les contributions extérieures pour $a = 5$ fm et $a = 6$ fm diffèrent d'un facteur 2, malgré que le résultat final soit peu dépendant de a).

5 Méthodes indirectes

5.1 Dissociation coulombienne

La réaction de photodésintégration



représente la réaction inverse de la réaction de capture



et leurs sections efficaces (σ_D et σ_C respectivement) sont reliées par le théorème de réciprocité

$$\sigma_D = \frac{(2I_a + 1)(2I_b + 1)}{2(2I_c + 1)} \frac{k^2}{k_\gamma^2} \sigma_C, \quad (5.3)$$

où I_i représente le spin du noyau i , k est le nombre d'onde associé au système $a + b$, et k_γ le nombre d'onde du photon émis. Dans pratiquement toutes les applications, la longueur d'onde du photon est beaucoup plus grande que celle du système $a + b$, ce qui implique

$$\frac{k^2}{k_\gamma^2} \gg 1, \quad (5.4)$$

et la section efficace de photodésintégration est nettement plus grande que la section efficace de capture. Cette méthode permet donc de compenser l'extrême petitesse des sections efficaces d'intérêt astrophysique.

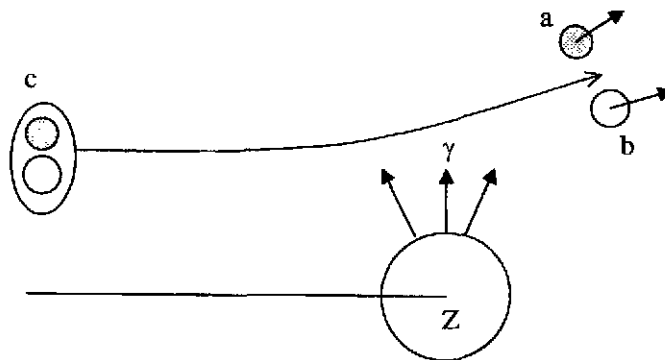


Figure 5.1: Schéma de la réaction de photodissociation.

Dans les expériences de dissociation coulombienne [66, 67], le noyau c est envoyé sur une cible lourde produisant un champ intense de photons virtuels (voir figure 5.1). En supposant que l'excitation du projectile est purement coulombienne, la section efficace d'excitation s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma} \frac{dn}{d\Omega} \sigma_D \quad (5.5)$$

où Ω est l'angle de déflexion et $dn/d\Omega$ est le nombre de photons virtuels. Cette grandeur ne dépend pas de la structure interne du projectile, mais de la cinématique du mouvement relatif.

La validité de la formule (5.5) dépend essentiellement de deux conditions: (i) L'excitation du projectile c est purement coulombienne et les effets nucléaires sont négligeables. (ii) Les effets de "post-accelération", c'est-à-dire une variation de l'énergie relative des fragments a et b après la collision, sont négligeables.

Ces conditions sont en général remplies lorsque l'énergie du faisceau incident est élevée, et l'angle de diffusion petit. Les premières expériences ont été effectuées sur la dissociation ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ à 156 MeV [68]. Elles visaient essentiellement à tester la précision de la méthode. Plus récemment, la dissociation coulombienne a été utilisée avec des faisceaux radioactifs, notamment ${}^{14}\text{O} \rightarrow {}^{13}\text{N} + p$ [69, 70] et ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ [71, 72]. Pour cette dernière réaction, on peut montrer que l'influence de la contribution $E2$, négligeable dans la section efficace de capture [73], est fortement amplifiée dans le processus de dissociation. Dans ce cas, la section efficace d'excitation coulombienne (5.5) doit prendre en compte l'interférence entre les multipolarités $E1$ et $E2$.

5.2 Méthode de constante de normalisation asymptotique

Nous avons vu au §3.4.3 que, dans une réaction de capture vers un état faiblement lié, la contribution aux éléments de matrice de transition provient essentiellement du comportement asymptotique des fonctions d'onde. Un cas typique est la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ où l'état fondamental de ${}^8\text{B}$ est lié par 0.137 MeV. La figure 3.2 montre clairement que la contribution des petites interdistances est négligeable dans les éléments de matrice.

Dans les conditions de capture extérieure, la section efficace vers un état final f peut s'écrire sous la forme

$$\sigma_f(E) \approx |C_f|^2 \tilde{\sigma}_f(E), \quad (5.6)$$

où C_f est la constante de normalisation asymptotique (ANC), qui représente l'amplitude de la fonction d'onde finale dans la région extérieure, et $\tilde{\sigma}_f(E)$ est une fonction indépendante du modèle. L'idée de la méthode ANC est de réaliser une réaction de transfert dans laquelle un nucléon du projectile est transféré vers la cible. Un exemple est la réaction ${}^7\text{Be}({}^3\text{He},d){}^8\text{B}$ utilisée pour déterminer la constante ANC du ${}^8\text{B}$ [74]. Dans le formalisme DWBA [74, 54], la section efficace de transfert est directement proportionnelle à $|C_f|^2$. Cette méthode indirecte semble donc à première vue idéale puisque les sections efficaces de transfert sont en général assez élevées et peuvent être obtenues expérimentalement avec une excellente précision. Le problème de la méthode ANC est que le formalisme DWBA est basé sur différentes approximations, et que les sections efficaces dépendent de potentiels dans les voies d'entrée et de sortie (dans notre exemple, les voies ${}^7\text{Be}+{}^3\text{He}$ et ${}^8\text{B}+d$) qui sont en général mal connus. La méthode semble donner des résultats qui dépendent peu de la réaction de transfert utilisée [75], mais des calculs récents indiquent que, pour la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, l'incertitude sur les potentiels optiques induit une erreur de l'ordre de 15% sur la constante $|C_f|^2$ [54].

6 Les taux de réaction

6.1 Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le taux de réaction à la température T s'écrit

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{8}{\pi \mu m_N (k_B T)^3} \right)^{\frac{1}{2}} \int S(E) \exp(-2\pi\eta - E/k_B T) dE, \quad (6.1)$$

où nous avons fait apparaître le facteur astrophysique $S(E)$. Le calcul du taux s'effectue différemment selon que le facteur astrophysique est résonnant ou non-résonnant. Chaque cas est traité dans les paragraphes suivants.

Remarquons que nous supposons ici que la réaction est non-thermalisée ou, en d'autres termes, que seul l'état fondamental des noyaux en collision contribue à la section efficace. Cette approximation est très bonne pour les noyaux légers et les températures peu élevées [14]. Si un des noyaux présente un état excité de basse énergie (comme le ^{19}F par exemple), la probabilité que cet état soit peuplé n'est pas négligeable, et le taux de réaction doit tenir compte de cet effet.

6.2 Taux de réaction non-résonnant

Dans une réaction non-résonnante, le facteur astrophysique varie lentement avec l'énergie. Dans ces conditions, des approximations assez précises peuvent être effectuées pour évaluer l'intégrale (6.1). On montre [2] facilement que, en bonne approximation

$$\exp(-2\pi\eta - E/k_B T) \approx \exp(-3E_0/k_B T) \exp - \left(\frac{E - E_0}{\Delta E_0/2} \right)^2, \quad (6.2)$$

où E_0 et ΔE_0 ont été définis en 2.1. Ces grandeurs définissent le pic de Gamow, dans lequel la section efficace doit être connue. Rappelons qu'elles dépendent fortement de la température. En supposant que $S(E) \approx S(E_0)$ au voisinage de E_0 , l'intégrale (6.1) peut être effectuée en utilisant (6.2). On obtient

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \left(\frac{32E_0}{3\mu m_N (k_B T)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp(-3E_0/k_B T) S(E_0). \quad (6.3)$$

Le taux de réaction varie donc rapidement avec la température. Un exemple est donné à la figure 6.1 avec la réaction $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ [14].

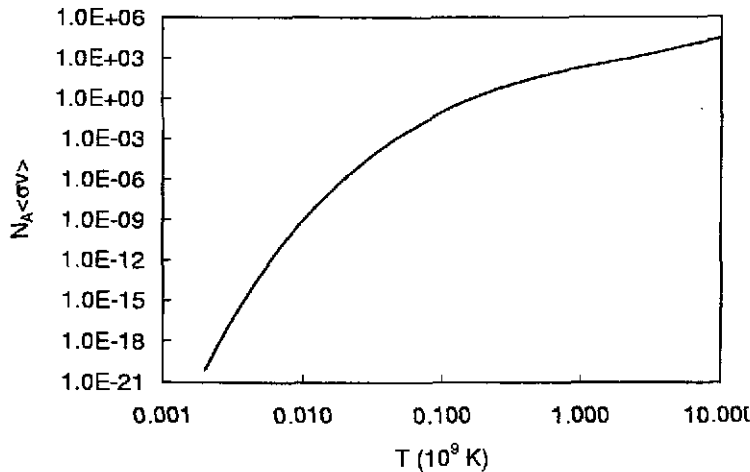


Figure 6.1: Taux de réaction $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ [14].

La formule (6.3) contient essentiellement deux approximations:

- Le facteur astrophysique est constant au voisinage de E_0 . Si on suppose une variation linéaire, on montre [2] qu'il suffit de remplacer $S(E_0)$ par $S(E_0 + 5k_B T/6)$ dans (6.3).
- L'approximation gaussienne (6.2) est utilisée. Une intégrale plus précise [2] de (6.2) conduit au facteur additionnel $(1 + 5k_B T/36E_0)$.

Le taux de réaction (6.1) s'écrit donc, en améliorant la précision de (6.3)

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \left(\frac{32E_0}{3\mu m_N (k_B T)^3} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{3E_0}{k_B T}\right) S\left(E_0 + \frac{5}{6}k_B T\right) \left(1 + \frac{5k_B T}{36E_0}\right). \quad (6.4)$$

Les différences entre (6.3) et (6.4) sont en général petites, mais peuvent devenir significatives à hautes températures. Certaines tables de taux de réaction [14] utilisent une approche plus analytique pour paramétrer le taux de réaction. Supposons un développement au second ordre du facteur astrophysique

$$S(E) \approx S_0 + S'_0 E + \frac{1}{2} S''_0 E^2. \quad (6.5)$$

En utilisant l'approximation (6.2), il est possible d'effectuer exactement l'intégrale (6.1). Le taux de réaction s'écrit [14]

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \left(\frac{32 E_0}{3 \mu m_N (k_B T)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{3 E_0}{k_B T}\right) S_{eff}. \quad (6.6)$$

où S_{eff} est donné par

$$S_{eff} = S_0 \left(1 + \frac{5 k_B T}{36 E_0}\right) + S'_0 \left(E_0 + \frac{35}{36} k_B T\right) + \frac{1}{2} S''_0 E_0 \left(E_0 + \frac{89}{36} k_B T\right). \quad (6.7)$$

C'est l'expression analytique utilisée par Fowler *et al.* [14]. Cette expression conduit à un développement en puissances de $T^{1/3}$, jusqu'au terme $T^{5/3}$; elle permet de déterminer le taux de réaction à partir des propriétés du facteur S à énergie nulle.

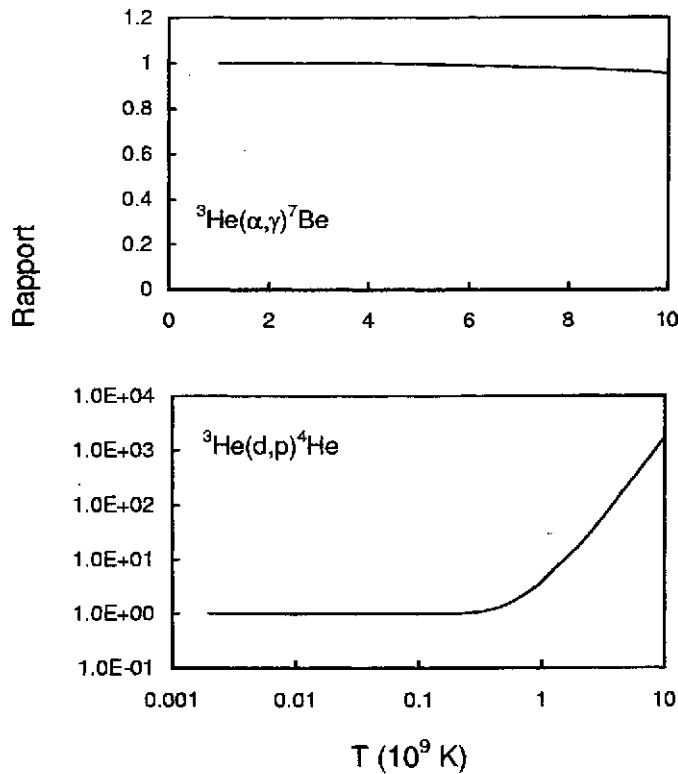


Figure 6.2: Rapport entre le taux de réaction exact et l'approximation (6.7).

L'équation (6.7) fait l'hypothèse que le facteur astrophysique peut être bien approché par un polynôme du second degré. A la figure 6.2, nous présentons le rapport entre le taux de réaction exact (calculé numériquement) et le taux approché (calculé avec (6.7)) pour les réactions ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ et ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$. La première réaction est purement non-résonnante et le facteur astrophysique est bien approché par un polynôme de degré 2 dans un grand domaine d'énergie. La formule (6.7) donne donc une excellente approximation. Par contre, le facteur astrophysique ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ présente une résonance

large à $E_{cm} = 0.25$ MeV (voir §4.3.2). A basse température (jusque $T_9 \approx 1$), les valeurs de E_0 sont dans un domaine d'énergie où l'approximation polynomiale est très bonne. Par contre, pour $T_9 \geq 1$, les valeurs de E_0 se situent au voisinage de la résonance, et l'approximation n'est plus valable. La figure 6.2 montre que des erreurs très importantes peuvent apparaître en utilisant (6.7) à hautes températures.

6.3 Taux de réaction résonnant

Lorsque le facteur astrophysique présente une forme de Breit-Wigner, la formule générale (6.1) reste bien entendu valable. Il faut cependant prendre en compte le fait que $S(E)$ ne varie pas lentement au voisinage de l'énergie de résonance. Lorsque l'on analyse l'intégrand de (6.1) pour une résonance, on trouve qu'il présente toujours deux maxima: l'un à l'énergie de la résonance et l'autre à l'énergie du pic de Gamow. Cette situation est illustrée à la figure 6.3 avec la réaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ entre $T_9 = 0.2$ et $T_9 = 0.3$. On voit clairement que, à $E = 0.42$ MeV (l'énergie de la résonance), l'emplacment du pic est indépendant de la température. Il existe un deuxième maximum correspondant au pic de Gamow, et qui varie sensiblement avec la température.

Le taux de réaction résonnant peut donc se diviser en deux termes

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \langle \sigma v \rangle_R + N_A \langle \sigma v \rangle_T, \quad (6.8)$$

où $N_A \langle \sigma v \rangle_R$ correspond au maximum à $E = E_R$. Pour une résonance étroite, on a

$$N_A \langle \sigma v \rangle_R = N_A \left(\frac{2\pi}{\mu m_N k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \hbar^2 \omega \gamma \exp\left(-\frac{E_R}{k_B T}\right), \quad (6.9)$$

où $\omega \gamma$ est appelé la force de résonance ("resonance strength") et vaut

$$\omega \gamma = \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2}, \quad (6.10)$$

J étant le spin de la résonance et (Γ_1, Γ_2) les largeurs dans les voies d'entrée et de sortie. Dans une réaction (p,γ) à basse énergie, on a généralement

$$\Gamma_\gamma \ll \Gamma_p, \quad (6.11)$$

et

$$\omega \gamma \approx \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \Gamma_\gamma. \quad (6.12)$$

La force de résonance est donc proportionnelle à la plus petite des largeurs partielles.

Le second maximum de l'intégrand (6.1) conduit au terme appelé "queue de résonance" ("resonance tail") dont la forme analytique est identique à celle du taux non-résonnant (6.4) en utilisant une forme de Breit-Wigner pour $S(E)$. On a donc

$$N_A \langle \sigma v \rangle_T \approx N_A \left(\frac{32E_0}{3\mu m_N (k_B T)^3} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{3E_0}{k_B T}\right) S_R(E_0 + 5k_B T/6) \left(1 + \frac{5k_B T}{36E_0}\right), \quad (6.13)$$

où $S_R(E)$ est le facteur astrophysique défini à l'approximation de Breit-Wigner.

Comme on le constate à la figure 6.3, les amplitudes relatives des deux contributions varient avec la température. Dans la pratique, excepté dans une zone de température assez limitée (correspondant à la température au $E_0 \approx E_R$), un seul terme contribue réellement.

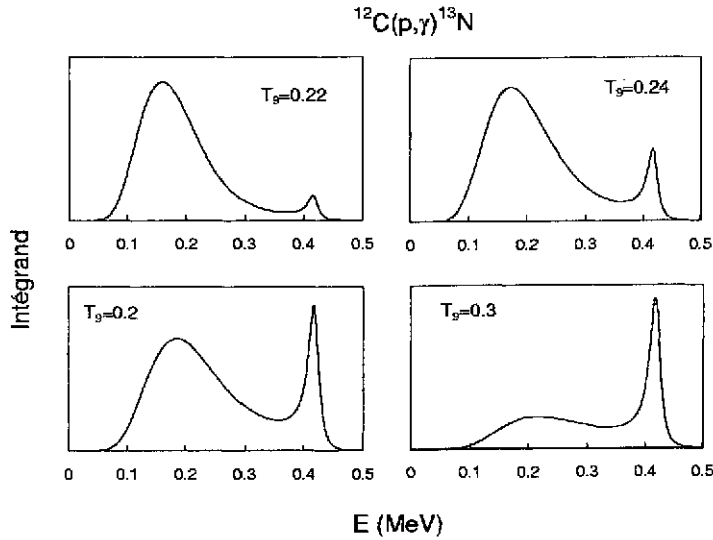


Figure 6.3: *Intégrand de (6.1) pour la réaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ à différentes températures.*

7 Conclusions

Dans ce travail, nous avons essayé de donner une vue d'ensemble des problèmes théoriques liés à l'astrophysique nucléaire. La caractéristique principale des réactions entre particules chargées est qu'elles se produisent à des énergies très basses à l'échelle nucléaire et que les sections efficaces sont extrêmement petites. Une autre caractéristique importante est qu'il est pratiquement impossible d'établir des systématiques. Dans les noyaux légers, chaque réaction a ses propres particularités et difficultés. Ceci est vrai aussi bien du point de vue théorique que du point de vue expérimental.

Il est néanmoins possible d'établir une sorte de hiérarchie parmi les réactions d'intérêt astrophysique. Les réactions de transfert, d'origine nucléaire, sont caractérisées par des sections efficaces plus grandes que les réactions de capture, d'origine électromagnétique. Par ailleurs, le fait qu'une réaction soit résonnante ou non-résonnante influence très fort la section efficace.

Nous avons passé en revue différents modèles fréquemment utilisés en astrophysique nucléaire. A l'heure actuelle, et vu l'importance croissante des expériences impliquant des faisceaux radioactifs, les méthodes indirectes connaissent de plus en plus de succès puisqu'elles permettent de contourner le problème majeur des petites sections efficaces. Un travail considérable a été effectué depuis une vingtaine d'années pour étudier les réactions d'intérêt astrophysique. Si les réactions impliquant des noyaux légers semblent actuellement suffisamment bien connues, il reste quelques cas, tels $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ qui sont loin d'être résolus et qui nécessitent encore beaucoup d'effort pour arriver à la précision souhaitée. Dans les domaines de la nucléosynthèse des noyaux lourds, des problèmes supplémentaires liés à la densité de niveaux apparaissent. Une meilleure connaissance de ces sections efficaces constitue donc un challenge pour les années futures.

Je tiens à remercier Daniel Baye pour les innombrables discussions que nous avons eues sur le sujet, ainsi que Carmen Angulo, Marianne Dufour et Pierre Leleux pour leurs commentaires sur ce texte.

Appendice A

Nous donnons ici les formules nécessaires au modèle de potentiel pour des systèmes composés de noyaux dont le spin est quelconque. Dans le système de coordonnées défini en 3.1, les opérateurs électromagnétiques s'écrivent

$$\mathcal{M}_{\lambda\mu}^{\sigma} = \mathcal{M}_{\lambda\mu}^{\sigma}(\rho) + \mathcal{M}_{\lambda\mu}^{\sigma}(\xi_1^i) + \mathcal{M}_{\lambda\mu}^{\sigma}(\xi_2^j), \quad (\text{A.1})$$

où l'on fait apparaître un terme relatif, et les moments internes des noyaux. Cette formule est rigoureuse pour $\lambda \leq 2$. Pour les multipôles d'ordre supérieur, des termes mixtes peuvent contribuer.

Nous devons calculer les éléments de matrice de ces trois opérateurs entre les fonctions (3.5) du modèle de potentiel. En utilisant les propriétés des opérateurs tensoriels irréductibles, on obtient pour le terme radial des multipôles électriques

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\ell_f I_f}^{J_f \pi_f} || \mathcal{M}_{\lambda}^E(\rho) || \Psi_{\ell_i I_i}^{J_i \pi_i} \rangle &= e \left(Z_1 \left(\frac{A_2}{A} \right)^{\lambda} + Z_2 \left(-\frac{A_1}{A} \right)^{\lambda} \right) (-1)^{\ell_i + J_i + I_i} \delta_{I_i I_f} \\ &\times [(2J_i + 1)(2\ell_f + 1)]^{1/2} \langle Y_{\ell_f} || Y_{\lambda} || Y_{\ell_i} \rangle \\ &\times \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & \lambda \\ \ell_f & \ell_i & I_i \end{matrix} \right\} \int_0^{\infty} g_{\ell_f I_f}^{J_f \pi_f}(\rho) \rho^{\lambda} g_{\ell_i I_i}^{J_i \pi_i}(\rho) d\rho, \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

où l'élément de matrice réduit entre harmoniques sphériques vaut

$$\langle Y_{\ell_f} || Y_{\lambda} || Y_{\ell_i} \rangle = \langle \ell_i 0 \lambda 0 | \ell_f 0 \rangle \left[\frac{(2\lambda + 1)(2\ell_i + 1)}{4\pi(2\ell_f + 1)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.3})$$

Les éléments de matrice impliquant les moments internes s'obtiennent par

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\ell_f I_f}^{J_f \pi_f} || \mathcal{M}_{\lambda}^E(\xi_1^i) || \Psi_{\ell_i I_i}^{J_i \pi_i} \rangle &= \delta_{\ell_i \ell_f} [(2J_i + 1)(2I_1 + 1)(2I_i + 1)(2I_f + 1)]^{\frac{1}{2}} \\ &\times (-1)^{I_1 + I_2 - J_f - \ell_f} \left\{ \begin{matrix} I_1 & I_2 & I_f \\ I_i & \lambda & I_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & \lambda \\ I_f & I_i & \ell_f \end{matrix} \right\} \\ &\times \langle \phi^{I_1} || \mathcal{M}_{\lambda}^E(\xi_1^i) || \phi^{I_1} \rangle \int_0^{\infty} g_{\ell_f I_f}^{J_f \pi_f}(\rho) g_{\ell_i I_i}^{J_i \pi_i}(\rho) d\rho. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

L'élément de matrice pour le noyau 2 s'obtient en permutant I_1 et I_2 . Pour $\lambda = 2$, l'élément de matrice fait donc apparaître le moment quadrupolaire $Q(1)$. Celui-ci est défini par

$$Q(1) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle I_1 I_1 2 0 | I_1 I_1 \rangle \langle \phi^{I_1} || \mathcal{M}_2^E(\xi_1^i) || \phi^{I_1} \rangle, \quad (\text{A.5})$$

qui n'est différent de zéro que si $I_1 \geq 1$.

Pour les multipôles magnétiques $M1$, nous avons

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\ell_f I_f}^{J_f \pi_f} || \mathcal{M}_1^M(\rho) || \Psi_{\ell_i I_i}^{J_i \pi_i} \rangle &= \mu_N \frac{Z_1 A_2^2 + Z_2 A_1^2}{A_1 A_2 (A_1 + A_2)} [3\ell_i(\ell_i + 1)(2\ell_i + 1)(2J_i + 1)/4\pi]^{1/2} \delta_{\ell_i \ell_f} \delta_{I_i I_f} \\ &\times (-1)^{\ell_i + J_i + I_i + 1} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & 1 \\ \ell_i & \ell_f & I_i \end{matrix} \right\} \int_0^{\infty} g_{\ell_f I_f}^{J_f \pi_f}(\rho) g_{\ell_i I_i}^{J_i \pi_i}(\rho) d\rho, \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

et

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\ell_f I_f}^{J_f \pi_f} || \mathcal{M}_1^M(\xi_1^i) || \Psi_{\ell_i I_i}^{J_i \pi_i} \rangle &= \delta_{\ell_i \ell_f} [(2J_i + 1)(2I_1 + 1)(2I_i + 1)(2I_f + 1)]^{\frac{1}{2}} \\ &\times (-1)^{I_1 + I_2 - J_f - \ell_f} \left\{ \begin{matrix} I_1 & I_2 & I_f \\ I_i & 1 & I_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & 1 \\ I_f & I_i & \ell_f \end{matrix} \right\} \\ &\times \langle \phi^{I_1} || \mathcal{M}_1^M(\xi_1^i) || \phi^{I_1} \rangle \int_0^{\infty} g_{\ell_f I_f}^{J_f \pi_f}(\rho) g_{\ell_i I_i}^{J_i \pi_i}(\rho) d\rho, \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

où cette fois nous faisons apparaître le moment magnétique du noyau 1

$$\mu(1) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \langle I_1 I_1 10 | I_1 I_1 \rangle \langle \phi^{I_1} || \mathcal{M}_1^M(\xi_1^i) || \phi^{I_1} \rangle, \quad (\text{A.8})$$

qui n'est différent de zéro que si $I_1 \geq 1/2$. Il est possible d'établir des formules pour les multipôles magnétiques d'ordre quelconque, mais ces formules sont très lourdes, et ne sont que très rarement utilisées. Nous nous limitons donc ici à $\lambda = 1$.

Appendice B

Dans cet appendice, nous esquissons la démonstration de quelques formules développées au chapitre 4, consacré à la matrice R . Les formules (4.14) et (4.37) donnant la matrice de collision et la section efficace de capture font intervenir l'inverse de la matrice B définie en (4.9). Cette matrice présente une forme particulière qui permet de l'inverser exactement. La matrice B s'écrit:

$$B_{ij} = (E_i - E)\delta_{ij} - L\tilde{\gamma}_i\tilde{\gamma}_j. \quad (\text{B.1})$$

Ecrivons son inverse sous la forme

$$(B^{-1})_{ij} = \frac{\delta_{ij}}{(E_i - E)} + \frac{L\tilde{\gamma}_i\tilde{\gamma}_j}{(E_i - E)(E_j - E)b}, \quad (\text{B.2})$$

où b est une constante à déterminer. En exprimant que le produit de (B.1) et (B.2) donne la matrice unité, on trouve pour b

$$b = 1 - L \sum_i \frac{\tilde{\gamma}_i^2}{E_i - E} = 1 - LR \quad (\text{B.3})$$

où l'on a utilisé la définition (4.15) de la matrice R . En utilisant (4.13), on montre facilement que

$$(1 - LR)U = \frac{I}{O}(1 - L^*R), \quad (\text{B.4})$$

ce qui démontre (4.14). De la même manière, on démontre que

$$(1 - LR) \sum_{ij} (B^{-1})_{ij} \sqrt{\tilde{\Gamma}_i \tilde{\Gamma}_{\gamma,j}} = \sum_{ij} \frac{\delta_{ij} \sqrt{\tilde{\Gamma}_i \tilde{\Gamma}_{\gamma,j}}}{E_i - E} \quad (\text{B.5})$$

ce qui conduit directement à (4.43).

References

- [1] F. Hoyle, Mon. Not. R. Astron. Soc. **106** (1946) 343
- [2] D.D. Clayton, in "Principles of stellar evolution et nucleosynthesis", The University of Chicago Press (1983)
- [3] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler et F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29** (1957) 547
- [4] G. Wallerstein *et al.*, Rep. Prog. Phys. **62**
- [5] M. Arnould et T. Takahashi, Rep. Prog. Phys. **62** (1999) 393
- [6] F. Käppeler, Prog. Part. Nucl. Phys. **43** (1999) 419

- [7] C. Angulo *et al.*, Nucl. Phys. **A656** (1999) 3
- [8] E.G. Adelberger *et al.*, Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 1265
- [9] C. Rolfs et W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, University of Chicago Press (1988)
- [10] J. Vervier, Prog. Part. Nucl. Phys. **37** (1996) 435
- [11] A.M. Lane et R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30** (1958) 257
- [12] V.I. Kukulín, V.G. Neudatchin, I.T. Obukhovski et Yu.F. Smirnov, in "Clustering Phenomena in Nuclei", ed. K. Wildermuth et P. Kramer, Vieweg, Braunschweig (1983)
- [13] D. Baye et P. Descouvemont, Ann. Phys. **165** (1985) 115
- [14] W.A. Fowler, G.R. Caughlan et B.A. Zimmerman, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **5** (1967) 525; **13** (1975) 69
G.R. Caughlan et W.A. Fowler, At. Data Nucl. Data Tables **40** (1988) 283
- [15] R. Bonetti *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 5205
- [16] R.G. Newton, in "Scattering Theory of Particles and Waves", Springer, New York, Heidelberg, Berlin (1982)
- [17] M. Abramowitz et I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover, London (1972) 1
- [18] J. Humblet, J. Math. Phys. **26** (1985) 656
- [19] D. Baye et E. Brainis, Phys. Rev. **C61** (2000) 025801
- [20] H.J. Rose et D.M. Brink, Rev. Mod. Phys. **39** (1967) 306
- [21] M. Kamionkowski et J.N. Bahcall, Astrophys. J. **420** (1994) 884
- [22] J.N. Bahcall, S. Basu et M.H. Pinsonneault, Phys. Lett. **433B** (1998) 1
- [23] P.E. Tegnér et C. Bargholtz, Astrophys. J. **272** (1983) 311
- [24] R. Schiavilla, R.B. Wiringa, V.R. Pandharipande et J. Carlson, Phys. Rev. **C45** (1992) 2628
- [25] J.N. Bahcall et P.I. Krastev, Phys. Lett. **436B** (1998) 243
- [26] L.E. Marcucci *et al.*, à paraître
- [27] W.L. Imhof, R.G. Johnson, F.J. Vaughn et M. Walt, Phys. Rev. **114** (1959) 1037
- [28] M. Wiescher, R. Steininger et F. Käppeler, Astrophys. J. **344** (1989) 464
- [29] J.C. Blackmon *et al.*, Phys. Rev. **C54** (1996) 383
- [30] Y. Nagai *et al.*, Astrophys. J. **381** (1991) 444
- [31] E.E. Salpeter, Phys. Rev. **88** (1952) 547; Astrophys. J. **115** (1952) 326
- [32] J. Görres, H. Herndl, I.J. Thompson et M. Wiescher, Phys. Rev. **C52** (1995)
- [33] V.D. Efros, H. Oberhummer, A. Pushkin et I.J. Thompson, Eur. J. Phys. **A1** (1998) 447
- [34] H.J. Assenbaum, K. Langanke et C. Rolfs, Z. Phys. **A327** (1987) 461
- [35] A. Krauss, H.W. Becker, H.-P. Trautvetter, C. Rolfs et K. Brand, Nucl. Phys. **465** (1987) 150

- [36] S. Engstler *et al.*, *Zeit. Phys.* **A342** (1992) 471
- [37] C. Angulo *et P. Descouvemont*, *Nucl. Phys.* **A639** (1998) 733
- [38] L. Bracci, G. Fiorentini, V.S. Melezhik, G. Mezzoran *et P. Quarati*, *Nucl. Phys.* **A513** (1990) 316
- [39] Y. Boudouma, A.C. Chami *et H. Beaumevielle*, *Nucl. Phys.* **A617** (1997) 57
- [40] R.E. Azuma *et al.*, *Phys. Rev.* **C50** (1994) 1194
- [41] F.-K. Thielemann, M. Arnould *et J.W. Truran*, in "Advances in Nuclear Astrophysics", eds. Vangioni-Flam *et al.* (1986) 525
- [42] T.A. Tombrello, *Nucl. Phys.* **71** (1965) 459
- [43] C. Rolfs, *Nucl. Phys.* **A217** (1973) 29
- [44] B. Buck, R.A. Baldock *et J.A. Rubio*, *J. Phys.* **G11** (1985) L11
- [45] J. Raynal, in "Computing as a Language of Physics", Trieste 1971, IAEA, Vienna (1972), p. 281
- [46] M.J. Jamieson, *Comp. Phys. Comm.* **125** (2000) 193
- [47] K. Langanke, *Adv. In Nuclear Physics*, Vol. 21 (1994) p. 85
- [48] B. Buck, H. Friedrich *et C. Wheatley*, *Nucl. Phys.* **A275** (1977) 246
- [49] D. Baye, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2738
- [50] S. Gartenhaus *et C. Schwartz*, *Phys. Rev.* **108** (1957) 482
- [51] S. Typel, H.H. Wolter *et G. Baur*, *Nucl. Phys.* **A613** (1997) 147
- [52] R.F. Christy *et I. Duck*, *Nucl. Phys.* **24** (1961) 89
- [53] N.K. Timofeyuk, D. Baye *et P. Descouvemont*, *Nucl. Phys.* **A620** (1997) 29
- [54] J.C. Fernandes, R. Crespo, F.M. Nunes *et I.J. Thompson*, *Phys. Rev.* **C59** (1999) 2865
- [55] R.G. Thomas, *Phys. Rev.* **88** (1952) 1109
- [56] F.C. Barker *et T. Kajino*, *Aust. J. Phys.* **44** (1991) 369
- [57] F.C. Barker *et N. Ferdous*, *Aust. J. Phys.* **33** (1980) 691
- [58] F.C. Barker, *Nucl. Phys.* **A588** (1995) 693
- [59] F.C. Barker, *Phys. Lett.* **322B** (1994) 17; *Nucl. Phys.* **A609** (1996) 38
- [60] D. Baye *et P. Descouvemont*, *Nucl. Phys.* **A407** (1983) 77
- [61] P.G. Burke, A. Hibbert *et W.D. Robb*, *J. Phys.* **B4** (1971) 153
- [62] R.F. Barrett, B.A. Robson *et W. Tobocman*, *Rev. Mod. Phys.* **55** (1983) 155
- [63] C. Angulo *et P. Descouvemont*, *Phys. Rev.* **C61** (2000) 064611
- [64] W. Möller *et F. Besenbacher*, *Nucl. Instr. Methods* **168** (1980) 111
- [65] R.J. Holt, H.E. Jackson, R.M. Laszewski, J.E. Monahan *et J.R. Specht*, *Phys. Rev.* **C18** (1978) 1962

- [66] G. Baur, C.A. Bertulani et H. Rebel, Nucl. Phys. **A458** (1986) 188
- [67] G. Baur et H. Rebel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 321
- [68] J. Kiener, H.J. Gils, H. Rebel, S. Zagromski, G. Gsottschneider, N. Heide, H. Jelitto, J. Wentz et G. Baur, Phys. Rev. **C44** (1991) 2195
- [69] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Lett. **B264** (1991) 259
- [70] J. Kiener *et al.*, Nucl. Phys. **A552** (1993) 66
- [71] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2680
- [72] T. Kikuchi *et al.*, Eur. Phys. J. **A3** (1998) 213
- [73] P. Descouvemont et D. Baye, Phys. Rev. **C60** (1999) 015803
- [74] A.M. Mukhamedzhanov, R.E. Tribble et N.K. Timofeyuk, Phys. Rev. **C51** (1995) 3472
- [75] J.C. Fernandes, R. Crespo et F.M. Nunes, Phys. Rev. **C61** (2000) 064616

FAISCEAUX RADIOACTIFS ET ASTROPHYSIQUE

Pierre LELEUX

*Institut de Physique Nucléaire
Université Catholique de Louvain
Louvain-la-Neuve, Belgique*

RESUME

Les caractéristiques principales des expériences utilisant des faisceaux radioactifs en astrophysique seront d'abord décrites. Deux types de réactions seront ensuite examinés, la capture radiative et la diffusion élastique résonnante ; pour la première, les diverses méthodes de détection seront passées en revue ; pour la seconde, on examinera les informations qui peuvent en être déduites (énergie, largeur totale et partielle, spin et parité des niveaux dans la fenêtre de Gamow). Enfin, une réaction particulière, $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ sera parcourue, de la motivation aux conclusions astrophysiques, en passant par la production du faisceau, le dispositif expérimental et l'analyse des données.

ABSTRACT

In these lectures, I will first quote the main characteristics of experiments involving radioactive beams for astrophysics. Two categories of reactions will be considered, i.e. radiative capture and resonant elastic scattering ; several detection methods for the former will be reviewed ; as regard to the latter, deduced data will be examined (energy, total and partial width, J^π of the levels in the Gamow window). Finally, the successive steps requested in the study of a reaction, i.e. the astrophysical motivation, beam production, detection set-up, data analysis and astrophysical conclusions, will be detailed for the $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ reaction.

I – INTRODUCTION

Dans la décennie qui s'achève, les faisceaux radioactifs ont été un outil efficace en astrophysique nucléaire. C'est la connaissance des événements explosifs qui en a bénéficié, « refaisant » ainsi une partie de son retard vis-à-vis des environnements calmes (comme le soleil) qui avaient été étudiés en faisceaux stables depuis plus d'un demi-siècle. Dans son discours Nobel de 1983, W.A. Fowler avait d'ailleurs prévu l'importance qu'allaient prendre les faisceaux radioactifs dans la suite¹⁾.

Ce cours, avant tout expérimental, est divisé en cinq parties : la première partie constitue une introduction générale à l'étude des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique impliquant des ions radioactifs ; en particulier on y examinera les différences par rapport aux réactions impliquant des ions stables. La deuxième partie consiste en une description et une évaluation des méthodes expérimentales utilisées pour la mesure des réactions de capture radiative $A(p,\gamma)B$ dans lesquelles A est radioactif. Dans la troisième partie, on soulignera l'intérêt de la diffusion élastique $A(p,p)A$ comme préalable à l'étude de la capture radiative et on examinera les informations que cette diffusion élastique permet d'obtenir. Dans la quatrième partie, une réaction particulière, $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, sera étudiée en détail, en partant de la motivation astrophysique, passant par l'acquisition de données, et arrivant aux conclusions astrophysiques. Finalement, la cinquième partie présentera un bilan général et quelques perspectives d'avenir de ce domaine de recherches.

II – REACTIONS NUCLEAIRES IMPLIQUANT DES IONS RADIOACTIFS

Dans tout environnement stellaire, les réactions nucléaires sont organisées en chaînes (p.ex. p-p) ou en cycles (p.ex. CNO)²⁾. Quelles que soient les conditions de température et de densité régnant dans l'étoile, tout nucléide radioactif rencontré constitue un point de branchement, dans le sens où deux voies sont alors ouvertes : la décroissance ou la poursuite des réactions. Dans les environnements calmes (p.ex. étoiles sur la séquence principale), la voie de décroissance domine de façon nette : dans le soleil, la réaction amenant au ^7Be , à savoir $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$, est suivie à 99.9 % par la décroissance vers $^7\text{Li}(\text{E.C.})$ et à 0.10 % par la capture $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$. Dans les environnements explosifs, les températures et donc les énergies relatives peuvent conduire à des pourcentages inversés lors de la rencontre d'un nucléide radioactif : le cycle CNO froid des étoiles calmes se transforme ainsi en cycle CNO chaud, dans lequel de

nombreuses réactions impliquent des nucléides radioactifs. Le bilan d'énergie et la composition des ejecta s'en trouvent modifiés. Les sections efficaces (ou les taux) de ces réactions sont des données des modèles de ces événements explosifs ; elles peuvent être calculées³⁾ ou mesurées [ce travail]. Dans ce dernier cas, le temps de vie (τ) du nucléide radioactif va déterminer son utilisation sous forme de faisceau ($\tau <$ quelques heures), ou de cible ($\tau >$ quelques heures)⁴⁾. Dans ce cours, je considérerai les mesures de réactions nucléaires induites par des faisceaux radioactifs. Bien qu'en principe toute la table des nucléides puisse être concernée, je me limiterai à la région des $A < 40$ pour laquelle l'intérêt astrophysique est probablement plus évident, et pour laquelle aussi les modèles nucléaires théoriques ont le plus de problèmes à faire des prédictions fiables.

La production de faisceaux radioactifs a été décrite dans de nombreux articles de revue^{4,5)}. Dans le domaine d'énergie requis par l'astrophysique nucléaire, la méthode la plus utilisée est celle des deux accélérateurs (ou ISOL, pour Isotope Separator On Line) : un premier accélérateur produit des atomes radioactifs par une réaction nucléaire bien choisie ; ces atomes sont ionisés dans une source d'ions, sélectionnés par un séparateur d'isotopes et finalement amenés à l'énergie voulue par un second accélérateur. Il est à noter que le second accélérateur peut jouer le rôle de séparateur ; dans le dispositif de production d'ions radioactifs développé à Louvain-la-Neuve, ce second accélérateur est en effet un cyclotron.

Compte tenu des pertes aux différentes étapes de la production [extraction de la cible, ionisation, post accélération], les faisceaux d'ions radioactifs disponibles ont des intensités inférieures à quelques 10^9 particules par seconde (pps) sur cible. La table 1 résume les intensités actuellement disponibles à Louvain-la-Neuve. On y remarque que les intensités décroissent légèrement pour des états de charge élevés d'un nucléide donné ($^{19}\text{Ne}^{1+}$... $^{19}\text{Ne}^{4+}$), et aussi que des isotopes d'un élément donné sont produits en quantités différentes d'après la réaction de production [$^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ et $(p,2n)^{18}\text{Ne}$].

A ce stade, les caractéristiques des réactions induites par ions radioactifs se dessinent déjà :

- i) les faisceaux sont peu intenses, ce qui implique une recherche de dispositifs de détection à grand angle solide, et grande efficacité de détection.
- ii) les mesures se feront en cinématique inverse [faisceau lourd sur cible légère], ce qui aura des conséquences sur la géométrie du dispositif de détection.

iii) le bruit de fond apporté par les décroissances des ions du faisceau (β^+) sera un problème majeur, qui pourra être résolu par une segmentation des détecteurs, conduisant à des taux de comptage raisonnables par cellule.

Elément	$T_{1/2}$	q	Intensité [pps]	Domaine d'énergie [MeV]
⁶ Helium	0.8 s	1 ⁺	9 10 ⁶	5.3 - 18
		2 ⁺	3 10 ⁵	30 - 73
⁷ Beryllium	53 jours	1 ⁺	2 10 ⁷	5.3 - 15.7
¹¹ Carbon	20 min	1 ⁺	1 10 ⁷	6.2 - 10
¹³ Nitrogen	10 min	1 ⁺	4 10 ⁸	7.3 - 8.5
		2 ⁺	3 10 ⁸	11 - 34
		3 ⁺	1 10 ⁸	45 - 70
¹⁵ Oxygen	2 min	2 ⁺	6 10 ⁷	10 - 29
¹⁸ Fluorine	110 min	2 ⁺	1 10 ⁶	11 - 24
¹⁸ Neon	1.7 s	2 ⁺	6 10 ⁶	11 - 24
			4 10 ⁶	24 - 36, 45 - 55
¹⁹ Neon	18 s	2 ⁺	2 10 ⁹	11 - 23
		3 ⁺	1.5 10 ⁹	23 - 48, 45 - 50
		4 ⁺	8 10 ⁸	60 - 93
³⁵ Argon	1.8 s	3 ⁺	2 10 ⁶	20 - 28
		5 ⁺	1 10 ⁵	50 - 79

Table 1. Faisceaux d'ions radioactifs actuellement disponibles à Louvain-la-Neuve.

Dans ce chapitre, un dernier point a trait aux quantités effectivement mesurées et aux quantités déduites. On mesurera un taux de réaction (nombre de réactions par particule de faisceau), qui représente la section efficace moyenne sur le domaine d'énergie couvert par le faisceau lors de sa traversée de la cible. Ce taux de réaction résulte d'une extrapolation à tout l'espace des événements effectivement recueillis dans le dispositif de détection. Les réactions étudiées étant généralement de type « résonnant », on peut relier le nombre de produits (Y) à

$$\text{la force de résonance } (\omega\gamma) \text{ par la formule : } Y = I \frac{\lambda^2}{2} \frac{M_A + m_a}{m_a} \omega\gamma \frac{1}{\epsilon_{\text{lab}}} \quad (1).$$

où λ est la longueur d'onde relative associée à la collision,

M_A (m_a) est la masse des ions du faisceau (de la cible),

ϵ_{lab} est le pouvoir d'arrêt des ions du faisceau dans la cible,

I est le faisceau intégré.

Toujours dans le cas de réactions dominées par les résonances étroites, on peut tirer, des forces de résonances ($\omega\gamma_i$) et des énergies de résonances (E_i), un taux de réaction stellaire par paire de particules $\langle \sigma v \rangle$ par la formule :

$$\langle \sigma v \rangle = \hbar^2 \left(\frac{2\pi}{\mu k T} \right)^{3/2} \sum_i \omega\gamma_i \exp(- E_i/kT) \quad (2)$$

où T est la température,

μ est la masse réduite,

la somme porte sur les différentes résonances, d'énergie E_i et de force $\omega\gamma_i$.

Le taux de réaction stellaire peut donc être calculé en fonction de l'énergie ; en outre, le temps de vie du noyau A , en présence de a et pour la réaction étudiée ($\tau_a(A)$) est obtenu en inversant le taux de réaction :

$$\tau_a(A) = \frac{1}{N_a \langle \sigma v \rangle} \quad (3)$$

où N_a est la densité de a dans l'environnement stellaire considéré.

Finalement, ce temps de vie « pour la réaction » peut être comparé au temps de vie « naturel » de A , par décroissance β , $\tau_\beta(A)$; ce dernier est indépendant de la température en bonne approximation. La comparaison de $\tau_a(A)$ et de $\tau_\beta(A)$ permet de calculer le taux de A qui sera entraîné dans la nucléosynthèse explosive. Remarquons que, à travers la densité N_a , $\tau_a(A)$ dépend de l'environnement astrophysique et donc du modèle considéré pour cet environnement : si par exemple les ions A sont éjectés très rapidement par une explosion dans une région de faible densité N_a , le temps de vie $\tau_a(A)$ pourra dépasser largement $\tau_\beta(A)$, même avec un taux de réaction stellaire $\langle \sigma v \rangle$ très grand.

III – LES REACTIONS DE CAPTURE RADIATIVE $A(p,\gamma)B$

Les réactions (p,γ) impliquant des nucléides riches en protons sont majoritaires parmi les réactions intervenant dans les cycles chauds dans la région des masses $A \leq 30$. Avant de décrire les systèmes de détection, je dirai quelques mots des cibles utilisées.

Le choix est double : cible gazeuse ou cible solide. Chacune des deux options possède ses avantages et inconvénients, lesquels sont souvent croisés. Nous avons opté à Louvain-la-Neuve pour la cible solide, du type polyéthylène (CH_2), dont les avantages sont les suivants :

- prix dérisoire, utilisation facile
- peu de contraintes géométriques sur le système de détection associé
- possibilité de couvrir des résonances larges en un seul pas
- équilibre des états de charge est atteint après la cible⁶⁾.

Les inconvénients sont les suivants :

- efficacité faible (présence d'atomes « inactifs »)
- bruit de fond accru (diffusion sur les atomes inactifs)
- présence de deutérium naturel (la réaction (d,n) conduit au même noyau final, avec une section efficace beaucoup plus grande que (p,γ)).

Passons maintenant aux dispositifs de détection des réactions (p,γ) . On décrira successivement trois méthodes : la détection des γ -prompts, la détection directe des produits B de la réaction et la détection de la radioactivité des produits B (β^+ ou particules α).

1. La détection des γ -prompts

Cette méthode est très simple : un ou plusieurs détecteurs HPGe suffisent. Elle n'est cependant praticable qu'à plusieurs conditions : i) le schéma de niveau de B est raisonnablement connu, aussi bien au-dessus du seuil de la réaction (la masse de $A + p$) qu'en-dessous du seuil ; ii) le nombre de niveaux dans la fenêtre de Gamow et sous le seuil est limité. De ce point de vue, un cas particulièrement favorable est le $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$: un seul niveau dans la fenêtre de Gamow (à 5.15 MeV $J^\pi = 1^-$), décroît directement vers l'état fondamental de ^{14}O ($J^\pi = 0^+$). Remarquons que, même dans ce cas très favorable, le signal en énergie dans le détecteur HPGe dut être « nettoyé » grâce à deux actions supplémentaires : la mesure du temps de vol par rapport à la HF du cyclotron postaccélérateur a permis de signer les γ corrélés avec le faisceau (gain en rapport signal/bruit = 5.) et le bruit cosmique a été mis en anticoïncidence par un parapluie de grande surface (gain en signal/bruit = 2.). La figure 1⁷⁾ représente le résultat final ; on distingue clairement le pic d'énergie totale, et les pics de premier et second échappement ; l'efficacité globale de détection, y compris l'angle solide, est

de l'ordre de 0.1 %. Cette méthode est peu applicable aux autres réactions (p, γ) dans cette région de masse : pour le $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ ($Q = +2.2$ MeV) par exemple, on trouve 6 niveaux dans la fenêtre de Gamow et 8 niveaux sous le seuil, dont les J^π ne sont pas tous connus.

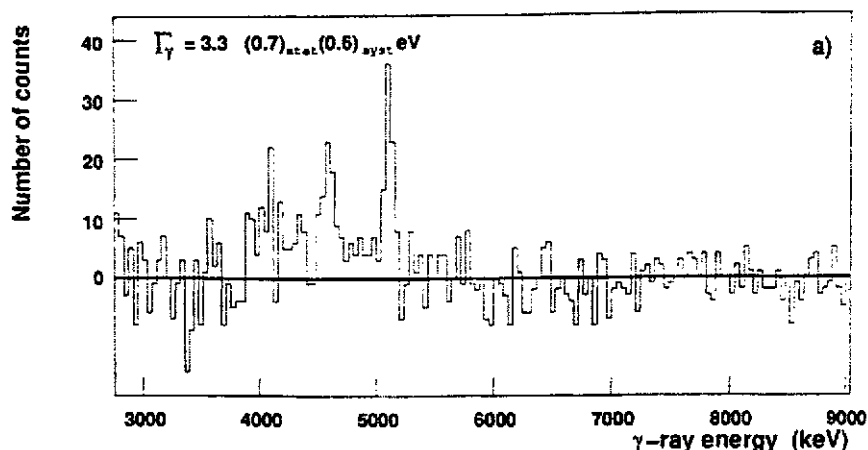


Figure 1. Spectre en énergie des rayons gamma issus de la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$.

Dans ces conditions, extraire un taux de réaction en extrapolant à tout l'espace des informations de spectres γ individuels serait très délicat (rappelons qu'il ne s'agit pas ici de faire de la spectroscopie- γ , mais bien de tirer des forces de résonance de niveaux particuliers).

2. La détection directe des produits B de la réaction

La cinématique de la réaction est ici un adjuvant important : les ions B sont contenus dans un cône très étroit autour de la direction du faisceau A. La table 2 contient l'angle de demi-ouverture de ce cône à l'énergie laboratoire d'intérêt astrophysique, pour quelques réactions de capture radiative.

Réaction	E_{lab}	θ_{max} (deg)
$^7\text{Be}(p,\gamma)$	8	0.3
$^{11}\text{C}(p,\gamma)$	7.2	0.2
$^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)$	5.2	0.3
$^{17}\text{F}(p,\gamma)$	12.	0.5
$^{18}\text{F}(p,\gamma)$	12.	0.7
$^{19}\text{Ne}(p,\gamma)$	11.	0.3
$^{20}\text{Na}(p,\gamma)$	9.	0.4
$^{21}\text{Na}(p,\gamma)$	8.	0.6

Table 2. Angle de demi-ouverture du cône des produits de réaction pour quelques réactions (p, γ) ou (α,γ).

Notons cependant qu'à cet angle « cinématique » viendront s'ajouter deux contributions, venant de la diffusion multiple du faisceau et du produit dans la cible, et de la divergence intrinsèque (ou émittance) du faisceau. Additionnées quadratiquement, ces trois composantes forment une demi-ouverture d'environ 1° .

On se retrouve donc devant le problème suivant : séparer deux nucléides différant d'une unité de masse et de charge, ayant le même moment (le moment emporté par le γ est négligeable), et se trouvant dans des abondances relatives d'au moins 10^9 à 1. Une solution, développée actuellement à Louvain-la-Neuve [Figure 2], consiste à procéder en trois étapes : i) sélectionner par un dipôle l'état de charge le plus abondant du produit (et du faisceau) ; cet état de charge représente au moins 30 % du total⁸⁾ ; ii) transmettre le produit et défléchir le faisceau dans un filtre de vitesse (filtre de Wien) ; pour une masse 20, ces vitesses diffèrent de 5 % ; iii) effectuer une dernière séparation dans un détecteur ΔE -E en bout de ligne ; la partie ΔE est une chambre d'ionisation à gaz. Entre ces trois éléments de sélection, sont insérés des éléments focalisants, triplet et doublets de quadripôles⁹⁾.

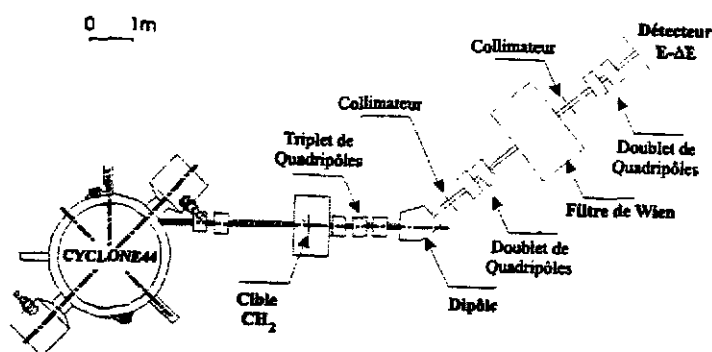


Figure 2. Séparateur de recul ARES pour la détection des produits de réactions (p,γ) en cinématique inverse.

3. La détection de la désintégration β du produit

On va utiliser ici le fait suivant : A étant radioactif, B le sera aussi et de plus, B sera moins lié (plus éloigné de la stabilité) ; l'énergie maximale des positrons de décroissance de B sera donc plus grande que celle de A. La table 3 reprend ces énergies pour quelques couples (A,B).

Réaction (p, γ)		Energie des positrons (MeV)	
		A	B
^{11}C	^{12}N	1.0	16.4
^{13}N	^{14}O	1.2	1.8
^{17}F	^{18}Ne	1.7	3.4
^{19}Ne	^{20}Na	2.2	11.2
^{25}Al	^{26}Si	3.3	3.8

Table 3. Energie des positrons du faisceau A et du produit B pour quelques réactions A(p, γ)B.

On pourrait donc imaginer un dispositif de détection comme suit : après la cible, les A et B sont arrêtés dans une feuille où ils décroissent ; une série de scintillateurs recueille les positrons, ceux de A sont arrêtés dans les premiers éléments, alors que ceux de B ont un parcours plus grand, on compte le nombre de coïncidences et on sélectionne ainsi les B. En pratique, les premiers scintillateurs de la série seraient noyés par un taux de comptage prohibitif ; on va donc éloigner les scintillateurs et guider les positrons jusqu'à eux grâce à un champ magnétique longitudinal. Un obstacle placé sur l'axe en amont des scintillateurs arrêtera tous les positrons de A [Figure 3].

Cette méthode présente un avantage : on peut remplacer la cible de CH_2 par une cellule gazeuse d'hydrogène avec fenêtre d'entrée mince, et arrêter les ions A et B dans la face arrière de la cellule. La cellule peut être remplie d'hydrogène appauvri en deutérium (typiquement $\text{D}/\text{H} = 10^{-6}$ au lieu de 10^{-4}), supprimant ainsi la contribution de la réaction (d,n). Cette méthode a été utilisée pour la mesure de la réaction $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}^{10}$.

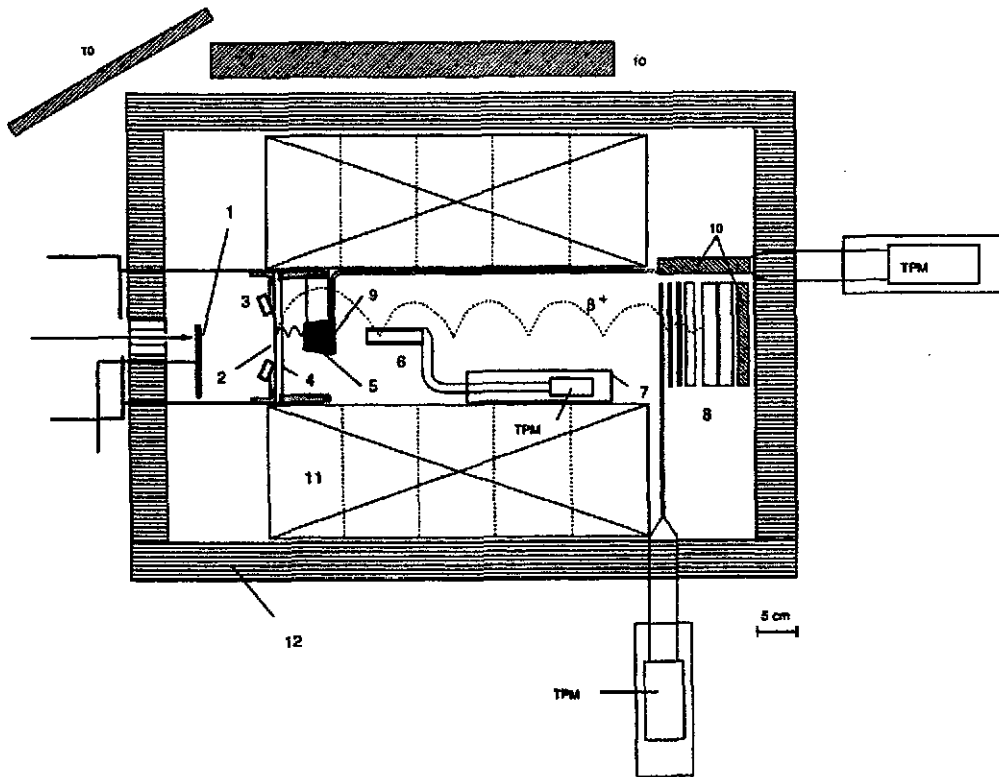


Figure 3. Dispositif de détection des positrons de ^{20}Na dans la mesure de la réaction $^{19}\text{Na}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ (1 : cible – 2 : feuille d'implantation en Ta – 3 : détecteur PIPS – 4 : feuille de mylar – 5 : obstacle en Pb – 6 : détecteur S_0 – 7 : tube de Cu refroidi – 8 : télescope – 9 : détecteur veto S_{Pb} – 10 : détecteurs de rayonnement cosmique – 11 : solénoïde – 12 : fer doux).

4. La détection de la désintégration α ou proton du produit

Dans un nombre de cas très limité, le produit décroît par β^+ vers des états excités d'un nucléide C, lesquels émettent ensuite une particule α ou un proton. La table 4 contient quelques exemples de ce type.

Réaction (p, γ)	Rapport de branchement (%)
$^7\text{Be} - ^8\text{B}$	100. (α)
$^8\text{B} - ^9\text{C}$	27. (p) – 13. (α)
$^{11}\text{C} - ^{12}\text{N}$	3.4 (α)
$^{12}\text{N} - ^{13}\text{O}$	11. (p)
$^{19}\text{Ne} - ^{20}\text{Na}$	20. (α)
$^{20}\text{Na} - ^{21}\text{Mg}$	29. (p)

Table 4. Quelques réactions dans lesquelles le produit décroît par particules α ou par protons.

En principe, il suffit à nouveau d'arrêter les A, B dans une feuille et d'entourer cette dernière de détecteurs d' α . En pratique, il faut protéger les détecteurs et ceci a été réalisé de deux façons différentes : i) en utilisant des détecteurs silicium minces ($35 \mu\text{m}$), à pistes étroites ($60 \mu\text{m}$), très peu sensibles aux β^+ de A^{11} , et ii) en utilisant des détecteurs « à traces », feuilles passives de polycarbonate qui ne sont sensibles qu'aux α , dont les traces sont révélées après une attaque chimique après l'exposition¹²⁾. Dans le premier cas, la signature est l'énergie des α ; dans le second, la feuille d'arrêt de A et B sera déplacée successivement devant des paires de détecteurs à traces, qui contiendront donc la signature du temps de vie de B. Ces deux méthodes ont été utilisées également pour la mesure de $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$.

5. En conclusion de ce chapitre, on peut citer l'**efficacité de détection** (ϵ) des différentes méthodes :

Méthode	ϵ
γ -prompts	0.1 % par détecteur
spectromètre	$\geq 30 \%$
radioactivité de B	1 – 2 %

Mesurer les γ -prompts en coïncidence avec les B dans un spectromètre est désastreux du point de vue de l'efficacité de détection ; par contre, cette méthode est indiquée si l'on veut obtenir des informations sur le schéma de niveaux de B.

IV – LA DIFFUSION ELASTIQUE $A(p,p)A$

La diffusion élastique n'est pas à proprement parler « d'intérêt astrophysique ». Comme nous le verrons, elle peut cependant apporter des informations précieuses sur les propriétés des niveaux du noyau composé B dans la fenêtre de Gamow (énergie, largeur totale, largeurs partielles, spin et parité).

Dans une cible de CH_2 , le faisceau d'ions lourds A va perdre une quantité importante d'énergie, typiquement $10\text{-}20 \text{ keV}/\mu\text{g}/\text{cm}^2$; ce faisant, il va parcourir une gamme d'énergie d'excitation dans le noyau composé $B = A + p$. Si aucun état de B n'est présent dans cette

gamme d'énergie, le spectre des protons de recul à un angle donné aura un profil coulombien (le nombre de protons varie en $1/E_{in} E_{out}$, où E_{in} et E_{out} sont les énergies c.m. à l'entrée et à la sortie de la cible). Si un état de B est présent dans la gamme d'énergie couverte, le profil coulombien sera profondément modifié ; l'amplitude de diffusion f devient :

$$f = f_C + f_R$$

où f_R est du type Breit-Wigner, $\frac{\omega \Gamma_p}{E - E_R + i \Gamma_t}$

Γ_p est la largeur partielle proton de l'état

E_R est l'énergie de résonance

Γ_t est la largeur totale de l'état

ω est le facteur statistique $(2J_R + 1)/(2J_A + 1)(2J_p + 1)$

on a négligé ici la partie nucléaire non-résonnante (« sphère dure »).

La figure 4 représente le spectre attendu pour une résonance de $\ell = 0$, décomposé en ses différentes parties. Le spectre total présente des points remarquables dans sa partie centrale : la distance entre l'énergie du maximum et du minimum est reliée directement à Γ_{tot} , alors que la différence entre la section efficace au maximum et au minimum est proportionnelle au produit $\omega \Gamma_p$.

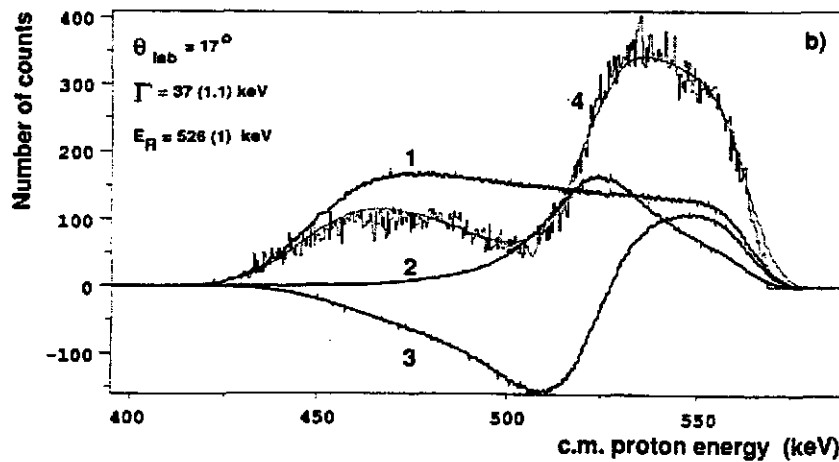


Figure 4. Spectre de protons de recul d'une cible épaisse de CH_2 , avec $\ell = 0$, décomposé en ses différentes composantes : coulombien (1), résonnant (2), interférence coulombien-résonnant (3).

Il faut noter que cette méthode de « diffusion élastique résonnante » a été utilisée depuis des décennies en cinématique directe : un faisceau de protons très bien défini en énergie, sur une cible très mince, avec détection des protons diffusés ; l'énergie du faisceau est modifiée par pas très fins pour couvrir la résonance, voir p. ex. ¹³⁾. Nous avons ici des conditions tout-à-fait différentes : un faisceau mal défini en énergie et une cible épaisse ; nous bénéficions du fait qu'en cinématique inverse, l'énergie des protons de recul (E_p) est plus importante :

$$E_p(\theta_\ell) = E_{c.m.} \frac{4M_A}{M_A + 1} \cos^2 \theta_\ell$$

où θ_ℓ est l'angle laboratoire ($\theta_\ell = \frac{\pi - \theta_{c.m.}}{2}$)

M_A est la masse du faisceau A en a.m.u.

$E_{c.m.}$ est l'énergie dans le c.m. ($\cong E_{lab}$ de la cinématique directe).

La perte d'énergie des protons dans la cible est donc peu importante, et on peut en tenir compte. La figure 5 montre des spectres calculés de protons de $^{13}\text{C} + p$, dominés par la résonance à 511 keV ($J^\pi = 1^-, \ell = 0$), pour deux épaisseurs de cible de CH_2 et deux énergies de faisceaux : le point important à remarquer est que la partie centrale n'est pratiquement pas affectée par des variations de ces deux paramètres. Or c'est cette partie centrale qui contient les informations que l'on déduira sur le niveau résonnant.

Nous avons effectué trois mesures de diffusion élastique : $^{13}\text{N}(p,p)$ préalable à la capture radiative $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$; $^{19}\text{Ne}(p,p)$ avant la capture radiative $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$; $^{18}\text{F}(p,p)$ simultanément à la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ d'intérêt astrophysique. Dans ce dernier cas, des états résonnants du noyau composé ^{19}Ne décroissent à la fois en α (vers ^{15}O) et en proton (vers ^{18}F). Si le principe de la méthode est resté le même dans les trois mesures —à savoir un faisceau radioactif sur une cible de CH_2 — le dispositif de détection a évolué de façon importante, et les méthodes d'analyse des données ont été améliorées de façon à tenir compte le mieux possible de divers effets physiques dans la cible.

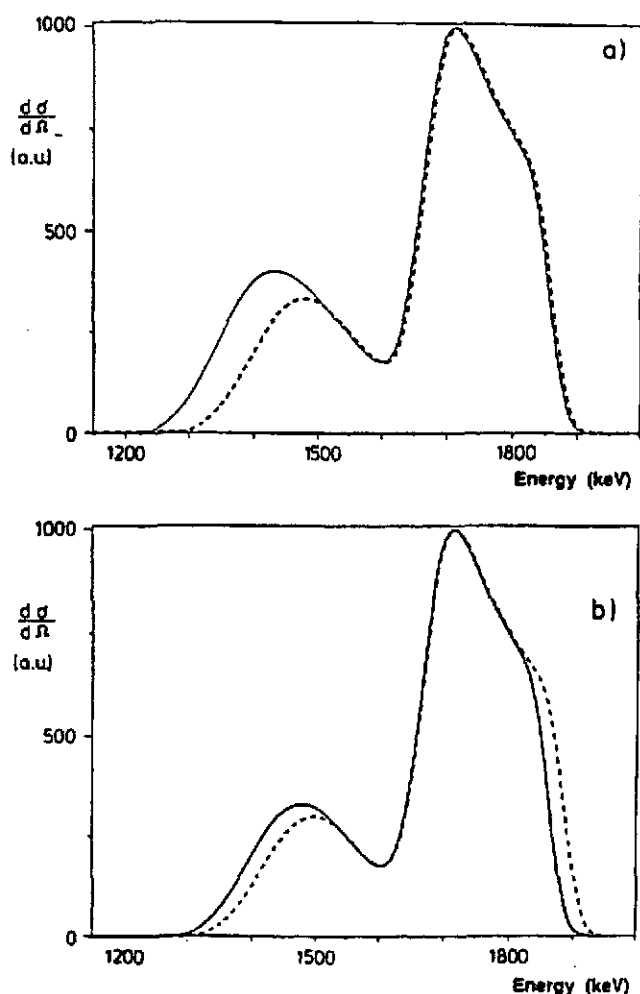


Figure 5.

- a) Deux spectres de protons simulés pour la diffusion $^{13}\text{C} + \text{p}$, pour deux épaisseurs de cible de CH_2 ($200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, trait continu ; $180 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, trait discontinu).
- b) Deux spectres de protons simulés pour la diffusion $^{13}\text{C} + \text{p}$, pour deux énergies de faisceau ^{13}C (8 MeV, trait continu ; 8.2 MeV, trait discontinu).

1. $^{13}\text{N} + \text{p}$

Le seuil de la réaction $^{13}\text{N}(\text{p},\gamma)$ est 4.627 MeV. Au moyen d'un faisceau de ^{13}N de 8.2 MeV ($E_{\text{c.m.}} = 585 \text{ keV}$) sur une cible de CH_2 de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, nous avons mesuré des spectres de protons à 17° et 27° lab. Ces spectres n'ont pas dû être calibrés de façon absolue en énergie : nous avons en effet effectué la diffusion $^{13}\text{C} + \text{p}$ qui possède un état résonnant à 511 keV c.m., et ajusté simultanément la partie centrale des deux spectres [Figure 6]. Nous en avons déduit les caractéristiques de l'état résonnant de ^{14}O : $E_R = 526 \pm 1 \text{ keV}$; $\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_p = 37 \pm 1 \text{ keV}$; $\ell = 0$, $J = 1^-$ (^{14}O). En ce qui concerne l'énergie de résonance, notre mesure qui était plus basse de 20 keV que celles des tables à l'époque¹⁵⁾, a été confirmée ensuite par une mesure de la réaction

$^{12}\text{C}(^3\text{He},n)^{16}\text{O}$). Cette diminution de 20 keV de l'énergie de résonance a eu un impact sur le taux de la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)$ qui a été modifié de 30 %, pour une même force de résonance.

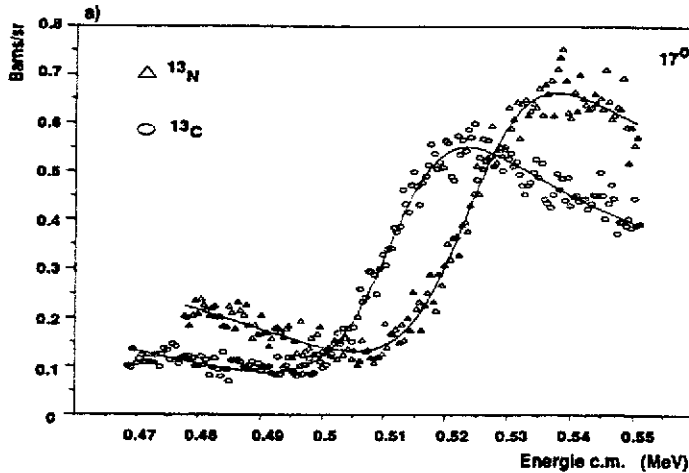


Figure 6. Partie centrale des spectres des diffusions $^{13}\text{C} + \text{p}$ (ronds) et $^{13}\text{N} + \text{p}$ (triangles) à $\theta_{\text{lab}} = 17^\circ$, avec leur ajustement respectif.

2. $^{19}\text{Ne} + \text{p}$

Le seuil de la réaction $^{18}\text{Ne}(p,\gamma)$ est à 2.195 MeV. Nous avons utilisé un faisceau de ^{19}Ne de 19.2 MeV, qui a parcouru dans la cible de CH_2 la région d'énergie c.m. entre 1 MeV et 650 keV au-dessus du seuil. Deux états ont été mesurés dans cet intervalle d'énergie, tous deux ayant un $\ell = 0$: le premier, $\omega = 3/4$ et $J^\pi = 1^+$, à $E_R = 797 \pm 2$ keV et $\Gamma_1 = 19.8 \pm 2$ keV ; le second, $\omega = 1/4$ et $J^\pi = 0^+$, à $E_R = 887 \pm 2$ keV et $\Gamma_1 = 35.9 \pm 2$ keV. Ces valeurs résultent d'ajustements réalisés par Breit-Wigner, matrice-R ou matrice-K¹⁷⁾. Les valeurs des énergies sont en bon accord avec celles obtenues par réactions d'échange de charge ou par décroissances β^+ de ^{20}Mg . Les largeurs sont en désaccord prononcé avec celles tirées de $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},t)^{20}\text{Na}$ ¹⁸⁾. A nouveau dans ce cas, seule la partie centrale des spectres a été ajustée, mais sur une gamme angulaire plus large (0° à 37°) ; la calibration des spectres a été déduite des énergies de résonance connues du système $^{19}\text{F} + \text{p}$.

3. $^{18}\text{F} + \text{p}$

Le seuil de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)$ se trouve à 6.411 MeV. La région d'énergie entre 740 et 550 keV au-dessus du seuil a été étudiée. Un état de $\ell = 0$ a été détecté avec $\Gamma_1 \sim 33$ keV [Figure 7]. Les deux valeurs de J possibles ($1/2$ et $3/2$) ont été discriminées par les largeurs partielles Γ_p qui leur étaient associées dans l'ajustement, respectivement 30 ± 2 keV et 15 ± 2 keV (on

retrouve ici l'ambiguïté $\omega\Gamma_p$ mentionnée plus haut). Une expérience antérieure $^{19}\text{F}(^3\text{He},t-p)$ avait mesuré en effet un rapport $\Gamma_p/\Gamma_t = 0.37 \pm 0.04$ ¹⁹).

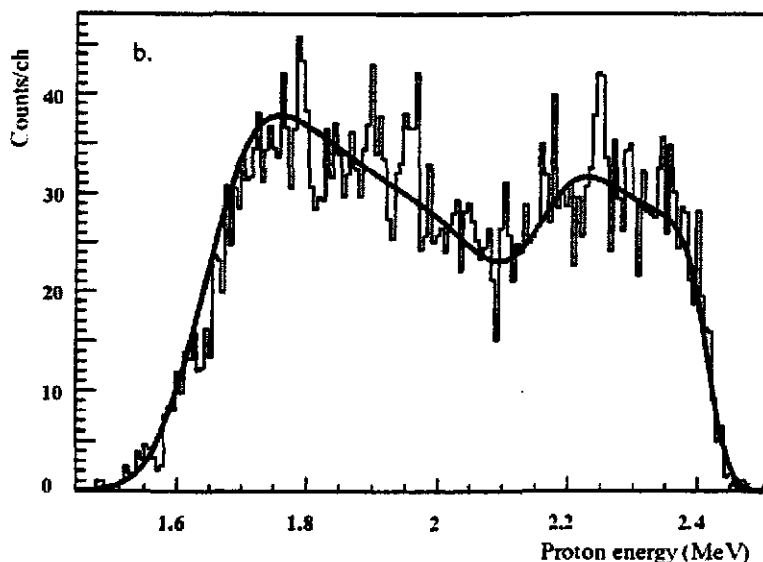


Figure 7. Spectre de la diffusion $^{18}\text{F} + p$ à $\theta = 20^\circ$, avec ajustement.

Les spectres ont été ajustés globalement, sur toute la gamme d'énergie couverte, y compris l'entrée et la sortie du faisceau dans (de) la cible. La calibration en énergie a été obtenue à partir des réactions $^{18}\text{O}(d,p)$, $^{18}\text{O}(d,d)$ et $^{18}\text{O}(p,p)$ ²⁰.

Je terminerai ce chapitre par quelques considérations générales sur la méthode de la diffusion élastique résonnante en cinématique inverse.

- Cette méthode requiert une identification des particules sortant de la cible ; leur énergie est telle qu'une identification classique ($\Delta E - E$) n'est généralement pas possible. Une alternative est la construction d'un spectre biparamétrique temps de vol - énergie, le temps de vol étant par exemple mesuré par rapport à un signal fourni par le passage du faisceau lui-même ou par la HF du post accélérateur. C'est cette deuxième possibilité qui a été utilisée dans tous les travaux cités ici.
- La méthode est la plus sensible aux petits angles lab. (idéalement 0°), où le « piédestal » coulombien est le plus petit (car il s'agit des angles proches de 180° c.m.). De plus, aux grands angles lab., l'énergie des protons diminue et leur perte d'énergie dans la cible augmente de façon importante.

- La méthode est applicable à une gamme limitée en Γ_t : du côté des petites largeurs totales, l'interférence avec le coulombien n'apparaît plus pour des $\Gamma_t \leq 1 \text{ keV}^{17)}$; du côté des grandes largeurs totales, la nécessité de couvrir toute la résonance dans une cible d'au plus $250\text{-}300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ fait que des $\Gamma_t > 100 \text{ keV}$ semblent non-accessibles. Notons cependant que des résonances très étroites seront détectables si elles décroissent également vers un état excité de A ; dans ce cas, un pic isolé apparaîtra à une énergie plus faible que le continu habituel.
- Il est important de prendre en compte tous les effets expérimentaux qui peuvent affecter la distribution en énergie des protons ; la résolution en énergie du détecteur et son ouverture angulaire, si elles sont ignorées, peuvent ainsi être « simulées » par une composante $\ell = 2$ qui s'ajoute à la composante $\ell = 0$ de tous les états que nous avons observés ici ¹⁷⁾.
- Il s'agit ici de diffusion élastique, avec des sections efficaces élevées. Les intensités de faisceau radioactif requises sont donc modestes ($\geq 10^5 \text{ s}^{-1}$). Il n'empêche que les détecteurs devront être adaptés à l'intensité disponible : avec 10^5 s^{-1} , on utilisera des détecteurs de protons de grand angle solide, de type LEDA ²¹⁾ ; pour des faisceaux d'intensités supérieures ($10^8 - 10^9 \text{ s}^{-1}$), quelques détecteurs de type PIPS suffiront à obtenir rapidement une statistique suffisante.

V – UNE REACTION PARTICULIERE ETUDIEE EN DETAIL : $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$

1. Motivation

La réaction $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$ est comprise dans une chaîne de réactions qui, dans les novae, part de ^{16}O , constituant majeur des naines blanches de masse $> 1M_{\odot}$, et aboutit rapidement à ^{15}N , via la suite $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}(\beta^+)^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}$. Des abondances élevées d'azote mesurées dans les ejecta de novae du type O-Ne sont en accord avec cette vision ²²⁾. Dans les novae de masse plus faible, l'azote (sous forme de ^{14}N) est produit surtout par la chaîne de réactions $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}(\text{p},\gamma)^{14}\text{O}(\beta^+)^{14}\text{N}$. Parmi les réactions menant de ^{16}O à ^{15}O , seule la réaction $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$ n'a pas été mesurée.

Une seconde motivation a trait à l'astronomie gamma : les positrons de décroissance de ^{18}F (demi-vie = 110 minutes) pourraient être observables de l'espace par les gamma d'annihilation à 511 keV, constituant ainsi une signature d'une nova ²³⁾. Une condition de

cette observation est que ^{18}F ne soit pas détruit avant sa décroissance beta ; la voie $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ est la voie de destruction principale, l'autre étant $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$.

2. Réalisation

Le faisceau de ^{18}F est obtenu de la façon suivante : la réaction $^{18}\text{O}(p,n)$ induite par des protons de 12 MeV sur une cible de H_2O enrichie en ^{18}O produit le ^{18}F en grande quantité ²⁴). Après deux heures d'irradiation, des transformations chimiques sont effectuées, amenant à substituer le F à l'I dans du CH_3I ; le CH_3^{18}F obtenu est transporté dans une source ECR et le $^{18}\text{F}^{2+}$ produit est accéléré à l'énergie requise, pendant environ deux heures. Le processus recommence ensuite. L'intensité maximale sur cible est de 10^6 s^{-1} , avec une moyenne de quelques 10^5 s^{-1} . Il faut rappeler que les faisceaux de Fluor sont des cas difficiles, d'abord à cause de la très forte réactivité de F et ensuite à cause de la très faible différence de masse par rapport à l'isobare stable ^{18}O ($\Delta M/M = 9.10^{-5}$) ²⁵).

La fenêtre de Gamow de $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ se trouve à $241 \pm 91 \text{ keV}$ pour $T = 0.3 \text{ GK}$, correspondant au pic de température des novae O-Ne. Des niveaux larges à des énergies plus élevées pouvant éventuellement contribuer de façon importante au taux de réaction, nous avons étudié la réaction entre 265 et 740 keV au-dessus du seuil, et ceci en deux étapes : d'abord entre 550 et 740 keV, et ensuite entre 265 et 535 keV. Dans les deux cas, les particules chargées ont été détectées par LEDA ²¹), placé aux angles avant, entre 12 et 26° lab. L'identification des particules a été obtenue par des spectres biparamétriques (énergie – temps de vol) reconstruits pour chaque cellule du détecteur. Rappelons que LEDA comporte 128 cellules (8 segments en ϕ x 16 pistes en θ).

Dans la deuxième expérience, à l'énergie inférieure, il n'a pas été possible de détecter les protons de recul, qui avaient une énergie trop faible, trop proche du bruit de fond induit par les décroissances beta du faisceau de ^{18}F .

3. Analyse des données

Les deux expériences seront étudiées séparément :

3.1. A haute énergie

Les spectres α , somme de huit segments à un angle θ donné, montrent clairement que la section efficace est dominée par un état résonnant [Figure 8]. Cet état apparaît également dans les spectres protons (Figure 7, ci-dessus). En extrapolant à tout l'espace les α mesurés ($\ell = 0$) et en normalisant aux protons de recul on obtient une force de résonance $\omega\gamma = 4.6 \pm 0.1 \pm 0.1$ keV. Cette force de résonance est en accord avec celle que l'on calcule au moyen des largeurs totale et partielle tirées des spectres protons ($\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_p (1 - \Gamma_p)}{\Gamma_t} = 5.2 \pm 0.3 \pm 0.15$ keV). L'énergie de la résonance peut être déduite des spectres α ou des spectres protons : les deux sont en bon accord, et leur moyenne est $657.5 \pm 0.7 \pm 1.7$ keV.

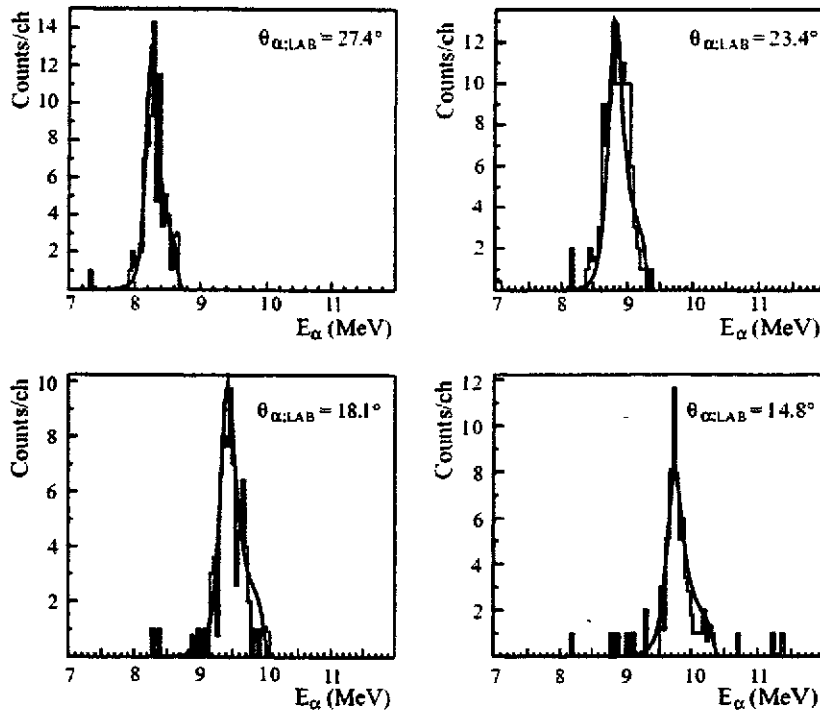


Figure 8. Spectre α de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ à quelques angles lab, avec leur ajustement. L'énergie c.m. entre 740 et 550 keV a été couverte.

Toutes les valeurs citées sont affectées d'une erreur statistique et d'une erreur systématique ; la seconde est obtenue en faisant varier, sur un intervalle raisonnable, deux quantités

intervenant dans l'analyse, à savoir l'énergie du faisceau incident et le pouvoir d'arrêt des ^{18}F dans la cible de CH_2 .

3.2. A basse énergie

En fonction de l'énergie, la section efficace coulombienne évolue comme la pénétrabilité ($e^{-2\pi\eta}$, où $\eta = zz'e^2/\hbar v$). Entre 265 et 535 keV, nous avons effectivement obtenu un nombre d'événements α beaucoup plus faible – environ 50 pour tout LEDA – au point que seul un spectre global a pu être reconstruit, dans le système c.m. ²⁶⁾ [Figure 9]. Une accumulation d'événements autour de 320 keV a été attribuée à la formation de l'état $3/2^-$ ($\ell = 1$), déjà connu par une mesure de $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},\alpha)$ ²⁷⁾. Une force de résonance de 3.5 ± 1.6 eV a été calculée pour cet état. D'autres états étaient attendus dans la région d'énergie parcourue, mais ils sont produits très faiblement et seule une limite supérieure sur leur force de résonance a pu être obtenue ²⁶⁾. L'accumulation d'événements au-dessus de 450 keV est due à la résonance large $3/2^+$ mesurée dans l'expérience à haute énergie. Les « pics » apparaissant dans un seul canal sont des variations statistiques, qui ne peuvent correspondre à des états résonnants : le straggling dans la cible est tel que tout état, quelle que sa largeur, doit apparaître sur plusieurs canaux.

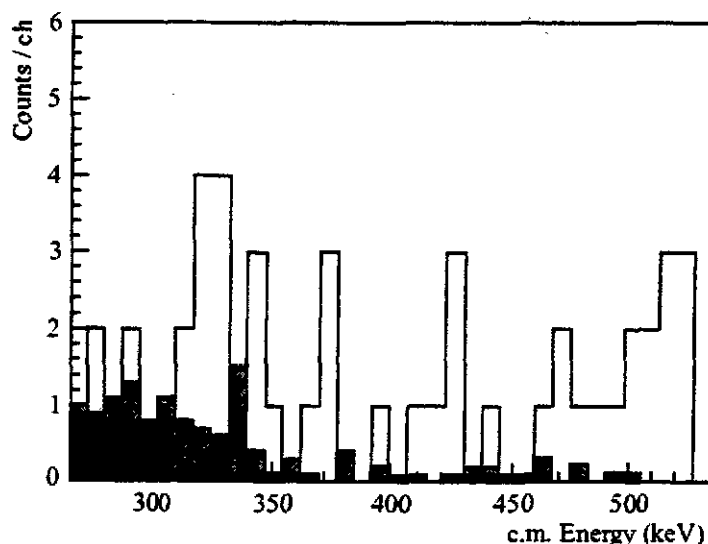


Figure 9. Spectre α de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ pour $12^\circ < \theta_{\text{lab}} < 26^\circ$; la région d'énergie c.m. entre 265 et 535 keV a été couverte. L'histogramme hachuré est le bruit de fond mesuré.

4. Conclusions astrophysiques

Le taux de réaction $N_A \langle \sigma v \rangle$ correspondant aux deux niveaux observés dans nos mesures est représenté à la Figure 10. On constate que l'état d'énergie supérieure, à cause de sa grande largeur, en arrive à dominer aux températures faibles. Le temps de vie de ^{18}F en présence de protons est obtenu en inversant le taux de réaction ; pour une température de 0.3 GK et une densité typique de novae, on obtient 10^{-5} s. Tenant compte que d'autres niveaux à basse énergie sont susceptibles de contribuer également au taux de réaction, on peut conclure que l'observation des γ de décroissance de ^{18}F sera très difficile, sauf si les ^{18}F sont très rapidement expulsés de la région de combustion, après leur formation : les modèles de novae sont supposés entrer en jeu ici.

En ce qui concerne la nucléosynthèse dans les novae – et toujours avec les mêmes précautions que ci-dessus – on conclura que la production de ^{18}O (via $^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}$) et de ^{19}F (via $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}(\beta^+)^{19}\text{F}$) sont très peu probables.

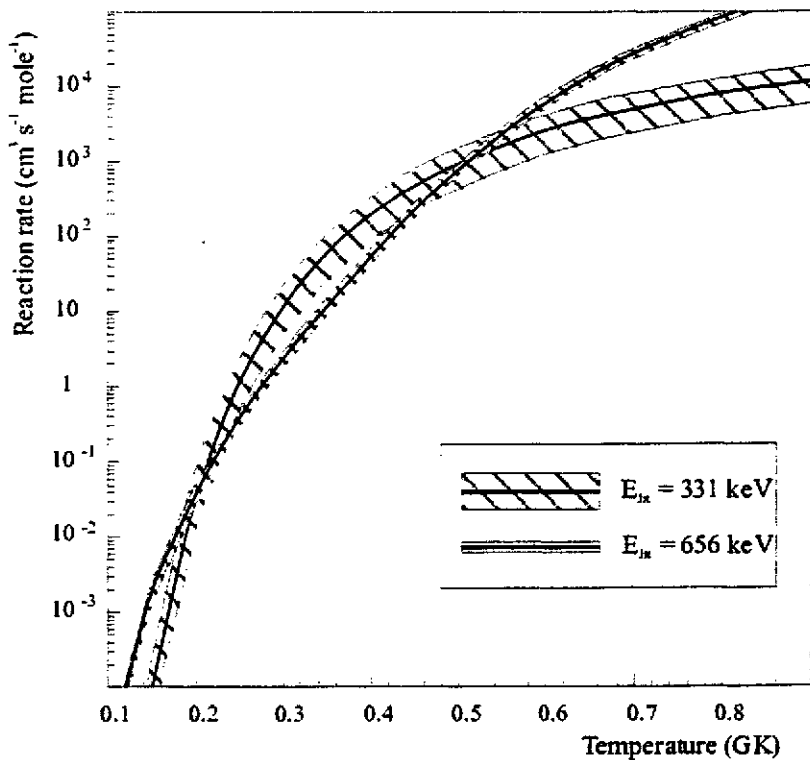


Figure 10. Taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ en fonction de la température, pour les deux états mesurés [656 keV, $3/2^+$ et 331 keV, $3/2^-$].

VI - BILAN ET PERSPECTIVES

- En une décennie, quelques réactions ont été étudiées, sur une gamme d'énergie limitée. Ceci s'explique par le fait que l'effort requis par l'étude d'une seule réaction est très important : la production du faisceau elle-même constitue un problème souvent très ardu. De plus, une nouvelle réaction requiert généralement un nouveau dispositif de détection.
- Les expérimentateurs ne peuvent inférer de leurs mesures que des « conséquences astrophysiques » limitées. Les véritables « conséquences astrophysiques » seront plutôt des contraintes appliquées aux modèles, par les astrophysiciens eux-mêmes. Une procédure logique serait que l'impact d'une réaction donnée soit testé avant sa mesure. Cela ne se fait généralement pas, soit parce que les modèles de situations explosives n'ont pas atteint un degré de finesse qui leur permette de tirer des conclusions fiables pour une réaction donnée, soit parce que l'attitude pragmatique qui prévaut parmi les expérimentateurs est que « toute diminution des incertitudes d'origine nucléaire est positive ». Dans tous les cas, il est clair que ces expériences requièrent, de la part de ceux qui les réalisent, un grand intérêt pour la mesure elle-même.

En ce qui concerne les perspectives, on peut noter plusieurs faits :

- ✓ L'intensité des faisceaux radioactifs n'a pas connu de percée significative dans la décennie passée : les maxima d'intensité sont actuellement de quelques 10^9 s^{-1} .
- ✓ De nouveaux accélérateurs dédiés aux faisceaux radioactifs seront prochainement mis en service : ISAC à TRIUMF, REX-ISOLDE au CERN, CYCLONE44 à Louvain-la-Neuve.
- ✓ A ces nouveaux accélérateurs, seront couplés de nouveaux instruments de détection, p.ex. les séparateurs DRAGON (TRIUMF) et ARES (Louvain-la-Neuve).

En astrophysique nucléaire avec faisceaux radioactifs, la région d'intérêt en masse est relativement bien définie pour les nucléides riches en protons : au-delà de $A = 40$, des résonances isolées ont de moins en moins d'impact, et les modèles statistiques peuvent être appliqués avec plus de certitude. Le nombre de réactions à étudier est donc limité. Je vois deux directions de recherche dans les années à venir : mesurer des réactions à des énergies plus basses qu'actuellement (plus proches du seuil), et mesurer la composante non-résonnante des taux de réactions ; cette dernière peut être aussi importante que la composante résonnante dans la région de température du pic des novae ¹⁰⁾ ; notons que dans des cas simples (p.ex. $^{13}\text{N}(p,\gamma)$) cette composante non-résonnante peut être déduite de l'analyse DWBA de la section efficace totale de la réaction (d,n)²⁸⁾. Enfin, les mesures indirectes doivent être poursuivies partout où la mesure directe n'est pas accessible : pour $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)$ par exemple des mesures

indirectes en faisceau stable [$^{20}\text{Ne}(^3\text{He},\alpha)^{19}\text{Ne}^*(\gamma)^{19}\text{Ne}$] ou en faisceau radioactifs [$^{18}\text{Ne}(d,p)^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$]²⁹⁾ ont été entreprises : la première permet d'obtenir $\Gamma_\gamma \approx \Gamma_t$ et de la seconde, on peut déduire une valeur de Γ_α/Γ_t .

Dans la région des nucléides riches en neutrons, on sait que le processus-r fait intervenir des isotopes de très court temps de vie ; pour chaque Z, on trouve un point d'arrêt là où la réaction de photodésintégration (γ,n) prend le dessus sur la capture (n,γ). Les réactions de photodésintégration pourraient être mesurées en faisant interagir un faisceau radioactif de haute énergie produit par fragmentation, avec un faisceau de gammas.

VII - REMERCIEMENTS

La plupart des travaux cités dans ce texte ont été effectués à Louvain-la-Neuve par des équipes de physiciens originaires de plusieurs institutions : l'Université Libre de Bruxelles, l'Université de Catania/INFN, l'Université d'Edinburgh, la Katholieke Universiteit Leuven, l'Université Catholique de Louvain, et l'Université Notre Dame ; ils ont été rendus possibles par la compétence et la disponibilité des équipes techniques du Centre de Recherches du Cyclotron et de l'Institut de Physique Nucléaire à Louvain-la-Neuve. J'ai abondamment cité des résultats obtenus dans le cadre des thèses de doctorat en sciences de I. Licot, C. Michotte, R. Coszach et J.-S. Graulich. Je remercie le Fonds National de la Recherche Scientifique (Bruxelles), dont je suis Directeur de Recherches.

REFERENCES

- 1) W.A. Fowler, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 149
- 2) M. Arnould et K. Takakashi, Rep. Progr. Phys. 62 (1999) 395
- 3) P. Descouvemont, Compte-rendu de l'Ecole Joliot-Curie 2000
- 4) P. Leleux, Compte-rendu de l'Ecole Joliot-Curie 1993, p. 193
- 5) A.C. Mueller, in Proceedings of the Third Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, D.J. Morrissey editor, Editions Frontières (1994) p. 1 ; R.H. Siemssen, ibid. p. 17
- 6) L. Gialanella et al., Nucl. Instr. Meth. A 376 (1996) 174
- 7) P. Decrock et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 808
- 8) K. Shima et al., Nucl. Dat. Tab. 51 (1992) 173

- 9) C. Angulo et al., Communication à Nuclei in the Cosmos VI, Aarhus (2000), à paraître
- 10) C. Michotte et al., Phys. Lett. B 381 (1996) 402 ; Nucl. Instr. Meth. A 366 (1995) 155
- 11) R.D. Page et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3066
- 12) C. Vancraeynest et al., Nucl. Instr. Meth. B129 (1967) 65
- 13) H.O. Meyer et al., Z. Phys. A 279 (1976) 41
- 14) P. Decroock et al., Phys. Lett. B 304 (1993) 50
- 15) F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 523 (1991) 1
- 16) P.V. Magnus et al., Phys. Rev. C 49 (1994) R1755
- 17) R. Coszach et al., Phys. Rev. C 50 (1994) 1695
- 18) M.S. Smith et al., Nucl. Phys. A 536 (1992) 333
- 19) S. Utku et al., Phys. Rev. C 57 (1998) 2731
- 20) J.-S. Graulich et al., soumis à Phys. Rev. C
- 21) T. Davinson et al., NIM A 454 (2000) 352
- 22) M. Livio and J.S. Truran, Astrophys. J. 425 (1994) 797
- 23) M. Hernanz et al., Astrophys. J. 526 (1999) L97
- 24) Sindano Wa Kitwanga et al., Phys. Rev. C 42 (1990) 748
- 25) M. Cogneau et al., Nucl. Instr. Meth. A 420 (1999) 489
- 26) J.-S. Graulich et al., Nucl. Phys. A626 (1997) 751
- 27) J.D. Garrett et al., Phys. Rev. C 2 (1970) 1243
- 28) P. Decroock et al., Phys. Rev. C 48 (1993) 2057
- 29) A. Laird et al., communication à Nuclei in the Cosmos VI, Aarhus (2000), à paraître

L'ASTRONOMIE GAMMA NUCLEAIRE, QU'APPREND-T-ON ?

Bertrand Cordier

CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique

à *Robert Legrain*

Résumé

L'astronomie gamma nucléaire se donne pour but l'étude détaillée de la production de noyaux radioactifs émetteurs gamma dans les étoiles, novæ, supernovae et dans les milieux interstellaires. L'intensité et le profil des raies permettent d'identifier sans ambiguïté les isotopes émetteurs, d'estimer leur abondance et d'accéder à la connaissance des conditions physiques du milieu source.

D'après les modèles de nucléosynthèse, on peut dresser la liste des noyaux émetteurs gamma susceptibles d'être détectés. Compte tenu des abondances et des propriétés de décroissance, cette liste est finalement restreinte. Tous les efforts de l'astronomie gamma nucléaire consisteront donc à détecter ces quelques traceurs.

Au cours de ces dernières années, ce domaine a connu un développement spectaculaire, grâce à l'avènement de l'ère spatiale. Nous passerons en revue les quelques observations menées à ce jour et déclinons les objectifs scientifiques prioritaires du satellite européen *INTEGRAL*, véritable fer de lance de l'astronomie gamma nucléaire future.

Summary

Nuclear gamma ray astronomy is aimed at a detail study of the production of gamma-ray emitter nuclides in stars, novae, supernovae and in the interstellar medium. The intensity and profiles of gamma ray lines permits the unambiguous identification of the emitting isotopes, the estimation of their abundance and the knowledge of the physical conditions of the source. Based on models of nucleosynthesis, we may deduce the expected gamma radio nuclides. Taking into account their abundance and their decay properties, this list is rather limited. All the effort of the nuclear gamma-ray astronomy consist in detecting these few tracers.

These last years, thanks to the space age technology, this domain has known a spectacular development. We will pass in review some of the observations performed to this day and enumerate the main scientific objectives for the European satellite *INTEGRAL*.

I. Introduction

En raison des explosions continues de supernovae et de novæ, notre galaxie est en permanence radioactive. Les photons les plus énergétiques du spectre électromagnétique constituent les indices les plus purs des mécanismes de synthèse des noyaux d'atomes dans l'univers (Clayton 1982, Cassé et Prantzos 1993, Leising 1994, Ramaty et Lingenfelter 1995). Les raies gamma sont le résultat de la désexcitation de niveaux nucléaires préalablement excités, lesquels sont peuplés, soit par la désintégration d'une espèce radioactive parente,

fraîchement synthétisée dans les étoiles et éjectée par leurs vents et explosions, soit par collision noyau-noyau dans le milieu interstellaire.

Ainsi, les processus qui se soldent par l'émission de raies gamma sont de deux sortes : la première se rattache à des processus essentiellement thermiques (nucléosynthèse hydrostatique ou explosive), la seconde à des processus non-thermiques mettant en jeu des distributions d'énergie non maxwelliennes.

II. Sources de raies gamma

La caractéristique essentielle du rayonnement gamma est son très grand pouvoir de pénétration. Le libre parcours moyen d'un photon de 1 MeV est d'environ 10 g.cm^{-2} dans l'hydrogène. Ainsi la Galaxie est transparente de part en part. Cependant la condition sine qua non pour que brillent les sources gamma nucléaires est que le rayonnement gamma ne soit point dégradé en quelque forme moins énergétique et donc que les noyaux émettent leurs photons dans des milieux de basse densité (enveloppes, débris d'étoiles ou milieu interstellaire). Cette condition est satisfaite par deux types de nucléides :

- a) les noyaux radioactifs de vie suffisamment longue pour être portés loin de leurs sources par les vents et explosions d'étoile, ceci avant de se désintégrer.
- b) les noyaux stables excités par collision nucléaire dans les milieux de basse densité. Ce mode de production de raies gamma met en jeu des faisceaux de noyaux énergétiques naturels, analogues à ceux que produisent, par exemple les éruptions solaires.

S'agissant de la deuxième catégorie, nous ne traiterons pas ici la nucléosynthèse non thermique mais nous invitons le lecteur intéressé à se rapporter à «LiBeB, cosmic rays, and related X and gamma-rays, 1999, Astron. Soc. Pac. Conf. series, V1. 171». S'agissant de la première catégorie, il ne suffit pas d'engendrer des isotopes radioactifs émetteurs gamma pour produire une source. Il convient d'y adjoindre un mécanisme d'éjection rapide et efficace, afin que les rayons gamma émanant des isotopes de vie relativement courte ne soient pas absorbés par la matière ambiante. Ce mécanisme est offert par le vent des étoiles et (ou) les explosions qu'elles déclenchent.

Les sources gamma associées aux vents sont les étoiles AGB (Branche Asymptotique des Géantes) et les Wolf-Rayet (étoiles massives à forte perte de masse). Les étoiles Wolf-Rayet laissent affleurer leur cœur convectif où sont brassés les produits de nucléosynthèse, en se dépouillant de leur enveloppe sous l'effet d'un fort vent stellaire. Le vent emporte les produits radioactifs au loin, qui une fois déposés dans le milieu interstellaire ont tout le temps de décroître. C'est le cas de l'aluminium-26.

Les sources gamma explosives sont les novæ et les supernovæ. Dans la catégorie des supernovæ, on distingue deux types d'objet : les thermonucléaires et les gravitationnelles. Les novæ et les supernovæ thermonucléaires (type Ia) résultent de l'explosion thermonucléaire superficielle ou totale d'une naine blanche surchargée par la matière dérobée à un compagnon. Dans le cas des novæ, les noyaux radioactifs sont produits par des explosions de surface et se trouvent directement éjectés dans des milieux transparents aux photons gamma. Dans le cas des supernovæ thermonucléaires, l'explosion conduisant à une

incinération totale de la naine blanche produit une quantité considérable de nickel-56. La naine blanche étant de petite masse, les produits de nucléosynthèse sont expulsés dans des milieux devenant très tôt transparent aux photons gamma. Les supernovae gravitationnelles (type II) quant à elles, résultent de l'effondrement du cœur d'une étoile massive. La manière dont l'implosion du cœur se transforme en explosion n'est pas encore complètement élucidée. Mais pendant cette explosion, les couches successives de l'«oignon» stellaire qui constitue l'enveloppe de l'étoile se trouvent propulsées dans l'espace et brusquement chauffées à des températures de plusieurs milliards de degrés, ce qui provoque l'allumage de leurs combustibles encore intacts. Pendant quelques secondes la nucléosynthèse explosive altère la composition de ces couches produisant des noyaux moins stables que ceux que l'étoile avait synthétisés auparavant. Parmi ces noyaux il faut souligner la présence du nickel-56. A l'origine, les supernovae gravitationnelles ne sont pas transparentes aux rayons gamma, mais elles le deviennent progressivement en raison de l'expansion de leur enveloppe et de sa dilution.

Le test des modèles de nucléosynthèse est un objectif prioritaire de l'astronomie gamma nucléaire. D'après les modèles théoriques, on peut calculer l'abondance des noyaux synthétisés; et en fonction du scénario astrophysique estimer l'abondance des produits disséminés dans le milieu interstellaire. Nous ne détaillerons pas ici la nucléosynthèse des isotopes radioactifs noyau par noyau, site par site. Le lecteur intéressé se rapportera à Mowlavi et Meynet (2000) pour les AGB, Prantzos et Diehl (1996) pour les Wolf-Rayet, Coc (1995) et Hernanz et al. (1999) pour les novæ, Timmes et al. (1995) pour les supernovae. Il est important de rappeler que tous ces calculs sont accompagnés d'une grande incertitude, liée à l'évaluation des sections efficaces nucléaires dans des milieux aux conditions physiques extrêmes.

La liste des noyaux radioactifs d'intérêt astrophysique susceptibles d'être observés est finalement courte, car rares sont les isotopes émetteurs gamma dont la période a le bon goût de se situer dans la gamme propice, à savoir entre un jour et un million d'années, et qui sont synthétisés et éjectés dans le milieu interstellaire en quantité suffisante pour y être observés. Cette liste est donnée Table I. Les chaînes de décroissance détectées apparaissent en grisé. Les raies observées en caractère gras.

Table I : Noyaux radioactifs, demie vie, énergie des raies et site astrophysique. La $\frac{1}{2}$ vie du ^{44}Ti est encore incertaine (66 ou 96 ans).

Père	Fils	$\frac{1}{2}$ vie	Raies principales (keV)	Site astrophysique
^{56}Ni	^{56}Co	6,1 j	158, 269, 480	Supernovae
^{56}Co	^{56}Fe	79 j	847, 1238 , e^+	
^{57}Ni	^{57}Co	36 h	127, 1377, 1919	Supernovae
^{57}Co	^{57}Fe	271 j	14, 122 , 136	
^{22}Na	^{22}Ne	2,6 a	511, 1274	Novae
^{44}Ti	^{44}Ca	66-96 a	68, 78, e^+	Supernovae
^{44}Sc	^{44}Ca	4 h	1157 , e^+	
^{60}Fe	^{60}Co	$3 \cdot 10^5$ a	1173, 1332	Supernovae WR, AGB
^{60}Co	^{60}Ni	5,3 a		
^7Be	^7Li	53 j	478	Novae
^{26}Al	^{26}Mg	$7,2 \cdot 10^5$ a	1809	Supernovae, Novae, WR, AGB

III. Les observations

L'astronomie gamma nucléaire est une science jeune, issue de la maîtrise conjointe des techniques de physique nucléaire et des techniques spatiales. Les premières observations furent réalisées lors de vol ballons stratosphériques afin de s'affranchir de l'absorption atmosphérique. Malgré des conditions très difficiles (temps limité, fort bruit de fond) ces premières observations permirent de découvrir les signatures gamma de la nucléosynthèse. Depuis deux décennies les expériences sont plutôt embarquées à bord de satellites. La technique spatiale permet d'augmenter considérablement le temps d'observation et donc d'abaisser le seuil de sensibilité. Parmi ces expériences nous mentionnerons l'observatoire américain *Compton*, composé de plusieurs instruments dont le télescope *Comptel* opérant dans un domaine propice à l'astrophysique nucléaire.

Parallèlement à l'émergence de l'astronomie gamma spatiale, la communauté scientifique a vécu un événement exceptionnel: le 23 février 1987 une supernova de type II explosait dans le Grand Nuage de Magellan. L'observation des raies gamma du cobalt-56 liées à l'explosion de SN1987A apporta une confirmation éclatante du scénario de nucléosynthèse dans une supernova gravitationnelle

Dans ce qui suit nous mettrons l'accent sur les raies gamma détectées à ce jour, à savoir celles de deux isotopes du cobalt (56 et 57), du titane-44 et de l'aluminium-26.

III.1 Raies du cobalt

L'isotope radioactif le plus abondamment produit dans les explosions d'étoiles est le nickel-56, noyau doublement magique (28 protons, 28 neutrons). Les astrophysiciens nucléaires s'étaient convaincu de longue date que tout le fer de la nature est produit dans les explosions d'étoiles sous forme de nickel radioactif en vertu d'un équilibre statistique nucléaire favorable (Arnett 1996). L'observation de SN1987A est venu vérifier cette prédiction de deux manières :

- i) Dans les premiers mois l'intensité de la lumière a décliné exponentiellement avec un temps caractéristique de 77 jours identique à la vie moyenne du cobalt-56, fils du nickel-56 (Arnett et al. 1989).

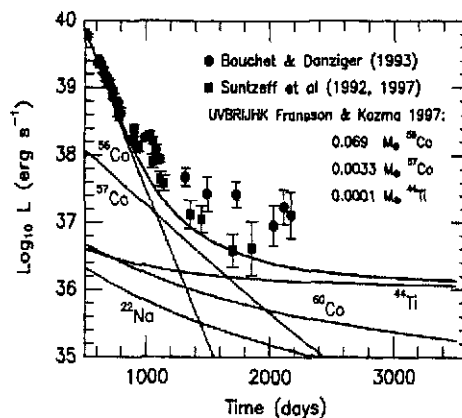


Fig. 1. Courbe de lumière de SN1987A. Les isotopes radioactifs (⁵⁶Co, ⁵⁷Co et ⁴⁴Ti) contribuent chacun à son tour à la luminosité de la supernova (Diehl et Timmes 1998).

- ii) Les raies gamma de 847 et 1238 keV résultant de la transmutation du cobalt-56 en fer-56 ont été effectivement détectées (Tueller et al. 1991, Teegarden 1994) ainsi que les X de comptonisation de ces raies (Sunyaev et al. 1987, Donati et al. 1988). La quantité de fer-56 (nickel-56) produite et éjectée dans l'espace par l'explosion a pu même être déterminée ($0,07 M_{\odot}$).

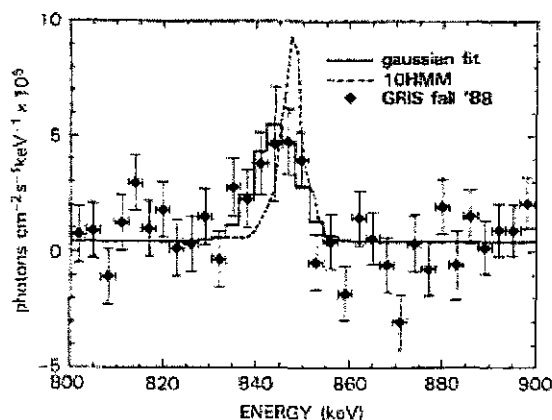


Fig. 2. Raie gamma à 847 keV en provenance de SN1987A enregistrée par le ballon GRIS (Tueller et al. 1991).

La raie gamma de désintégration du cobalt-57 en fer-57 (122 keV) a également été mise en évidence (Kurfess et al. 1992), ce qui a permis de déterminer le rapport isotopique 57/56 à la sortie du four stellaire et éclairé sa synthèse (Clayton et al. 1992). Celui-ci est proche du rapport $^{57}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$ mesuré dans le système solaire, ce qui accrédite l'idée que la synthèse des isotopes du fer est redevable essentiellement de supernovae émanant d'étoiles massives (SNII) comme SN1987A. Néanmoins la statistique de cette détection est assez faible comme on peut le constater Figure 3. Il est donc imprudent dans ces conditions de tirer des conclusions astrophysiques définitives.

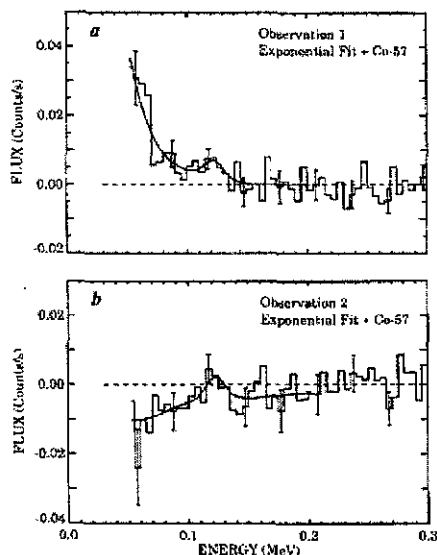


Fig. 3. Raie gamma de désintégration du ^{57}Co à 122 keV en provenance de SN1987A enregistrée par OSSE (Kurfess et al. 1992).

La luminosité gamma est le produit de deux exponentielles, la première exprime le taux d'émission instantané ($N_0 e^{-\lambda t}$, où λ est la constante radioactive, N_0 le nombre de noyaux radioactifs synthétisés et t le temps compté à partir de l'explosion), la seconde (e^{-x}) exprime l'absorption des photons (x est la profondeur « optique » qui décroît au fil du temps). Le maximum d'émission gamma est atteint lorsque l'enveloppe cesse d'être opaque au rayonnement de 847 keV émanant de la désintégration du cobalt-56 en fer-56. Avant le maximum, le taux d'émission est fort mais les photons gamma sont absorbés, Après le maximum, l'émission décroît exponentiellement au rythme prescrit par la vie moyenne de l'isotope radioactif incriminé. Ce raisonnement simple a cependant dû être amendé pour tenir compte d'un brassage interne de matière, car l'émission gamma a été détectée six mois plus tôt que prévu. La largeur de la raie à 847 keV, mesurée par un détecteur au germanium (Tueller et al. 1991) a posé par ailleurs des problèmes d'interprétation délicats (Fryxel et al. 1991). Des modèles complexes ont été développés pour rendre compte des hétérogénéités internes.

Dans le cas de SN1987A, la mise en évidence de l'émission gamma, s'ajoutant à celle des neutrinos (Arnett et al. 1989, pour une revue) est venue confirmer que l'explosion des supernovae gravitationnelles était bien comprise, aux effets d'instabilité et de turbulence près.

Les astronomes gamma fondent de grands espoirs sur les supernovae thermonucléaires Höflich et al. (1998), Isern et al. (1999). Bien que moins fréquentes, ces objets produisent une quantité considérable de nickel-56. L'expérience *Comptel* a marginalement détecté SN1991T, une SNIa très particulière (Ruiz-Lapuente et al. 1993) située dans la galaxie NGC 4527 à une distance de 13-17 Mpc. Comme on peut le voir en Figure 4, la signification statistique de cette détection n'est pas élevée (Schoenfelder et al. 1996) et les flux gamma associés sont accompagnés d'importantes incertitudes. Il est difficile dans ces conditions de tirer des conclusions astrophysiques d'autant plus que la même expérience n'a donné qu'une limite supérieure pour la détection de SN1998BU, supernova de type Ia située à une distance de 8Mpc (Georgii et al. 2000).

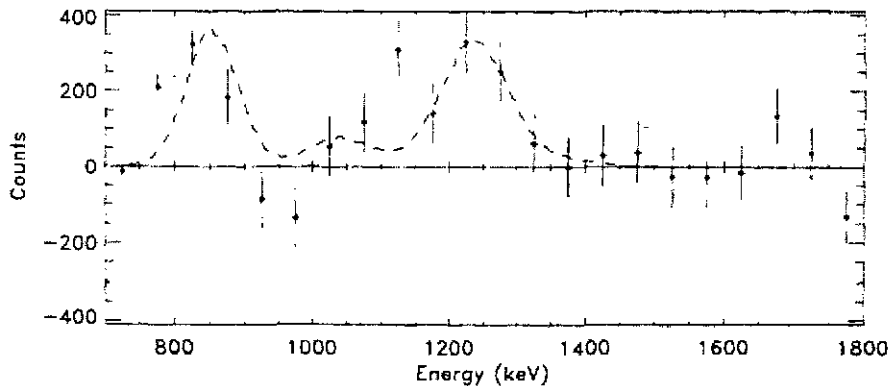


Fig. 4. Raies gamma de désintégration du ^{56}Co à 847 keV et 1238 keV en provenance de SN1991T enregistrées par le télescope *Comptel* (Schoenfelder et al. 1996).

III. 2 Titane-44

La raie gamma nucléaire caractéristique de la désintégration du scandium-44 (1157 keV), fils du titane-44, a été détectée dans la direction de Cassiopée A, le vestige de supernova le plus jeune de la Galaxie. L'intensité observée (Iyudin et al. 1994) implique que la masse de titane-44 synthétisée est de 2 ou de $5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ selon la demie vie du titane-44 adoptée (96 ou 66 ans), ce qui est notoirement supérieur à la valeur calculée sur la base des modèles de nucléosynthèse explosive (Hashimoto et al. 1989), mais en bon accord avec l'estimation de la quantité de titane-44 nécessaire pour stabiliser la courbe de lumière de SN1987A au delà du mille cinq centième jour (Lehoucq et al. 1990).

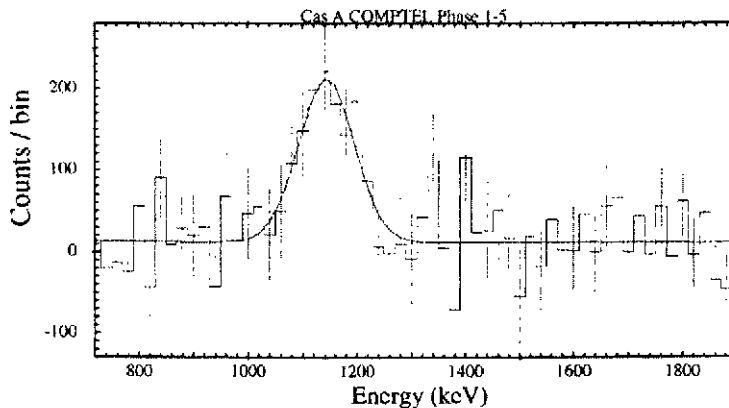


Fig. 5. Spectre du vestige de supernova Cassiopée A dans la région de la raie d'émission du ^{44}Ti à 1157 keV (Iyudin et al. 1994).

Cette détection a fourni la première estimation directe de la quantité de titane-44 produite lors de l'explosion d'une étoile. Connaissant la distance des objets émetteurs de raies gamma nucléaires (SN1987A, 50 kpc; Cas A, $2,8 \pm 0,2$ kpc), on a pu déduire de l'intensité des raies observées, les quantités de ^{56}Fe (^{56}Ni), ^{57}Fe (^{57}Ni) et ^{44}Ca (^{44}Ti) synthétisées dans l'explosion des supernovae de type II, soit $0,07$; $2,7 \cdot 10^{-3}$ et $1,5\text{-}3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ respectivement.

L'abondance de titane-44 et de nickel-56 en fonction de la masse sous jacente à l'intérieur d'une étoile de $25 M_{\odot}$ est montrée Figure 6 (Höffman et al. 1995). La coupure de masse est représentée par une ligne verticale. Toute matière comprise à l'intérieur de la coupure de masse est piégée dans l'étoile à neutrons, toute matière comprise à l'extérieur de la coupure de la coupure de masse devrait être éjectée, ceci dépendant bien sûr d'un mécanisme très compliqué qui par création d'une onde de choc à la surface de l'étoile à neutrons permet d'expulser les couches externes qui s'effondrent. Ce dernier mécanisme n'est pas encore bien compris notamment dans les étoiles très massives. Néanmoins si du titane-44 est éjecté, alors du cobalt-56 l'est aussi. Le noyau de ^{56}Co est synthétisé dans la même zone de masse que celui de ^{44}Ti mais d'une manière beaucoup plus abondante avec trois ordres de grandeur de différence. Une grande quantité de nickel-56 éjectée implique une supernova intense. Une éjection d'environ $10^{-4} M_{\odot}$ de titane-44 devrait s'accompagner de l'éjection de $0,05 M_{\odot}$ de nickel-56. Avec ou sans enveloppe d'hydrogène une telle supernova devrait avoir un pic de luminosité plus intense que les $10^{42} \text{erg.s}^{-1}$ observés pour SN1987A. Si aucune absorption ne vient atténuer cette courbe de lumière, la supernova de Cas A aurait dû atteindre la magnitude -4 . Or personne n'a mentionné cet événement dans une région du ciel toujours visible dans l'hémisphère nord. Pour rendre l'observation de titane-44 compatible avec la non détection de cette supernova, une extinction visuelle de magnitude 10 est nécessaire. Plusieurs hypothèses

ont été avancées pour expliquer cette extinction. La plus naturelle est de supposer la présence d'une coquille de poussière entourant la présupernova. Comme envisagé dans le scénario de SNIb, cette coquille est composée de matière emportée par un mécanisme de vent stellaire bien avant l'explosion. L'onde de choc de la supernova pourrait avoir détruit la plupart de la poussière en se propageant à travers la coquille. Ce scénario pourrait expliquer l'absence de détection dans le visible à l'époque présumée de l'explosion(1688).

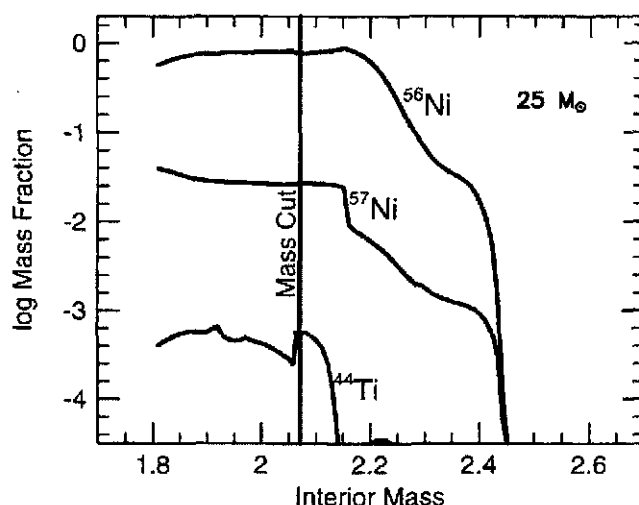


Fig. 6. Profile de masse de ^{44}Ti et ^{56}Ni pour une supernova gravitationnelle de $25 M_{\odot}$ (Hoffman et al. 1995).

Un autre excès à 1157 keV (GRO J0852-46) a été détecté par *Comptel* dans la région des Voiles. L'association de cette nouvelle source gamma avec une source X et une source radio étaye l'idée de la détection d'une jeune supernova (≈ 680 ans) proche (≈ 200 pc). Cet excès à la limite de sensibilité de *Comptel* demande à être confirmé. La mesure du profile de raie permettrait de lier les quantités d'aluminium-26 et de titane-44 synthétisées par cet objet. Il représente une pièce importante du puzzle que constitue la région des Voiles, région qui abrite plusieurs objets supposés être des sites de nucléosynthèse comme γ^2 Velorum, l'étoile Wolf-Rayet la plus proche.

Par analogie avec les galaxies extérieures de même type, on pense que les supernovae se succèdent dans la Voie Lactée au rythme de 2 à 4 par siècle. L'observation de la raie gamma résultant de la désintégration du titane-44 semble être la meilleure manière de repérer et de compter les supernovae récentes cachées dans ou par les nuages interstellaires. Si le titane-44 est une signature de toutes les supernovae gravitationnelles alors *Comptel* aurait dû détecter 3 à 4 sources, ce qui n'est pas le cas. Il est important de confirmer ce manque de détection car soit le taux d'explosion de supernova dans notre Galaxie est inférieure, soit l'éjection de titane-44 lors de l'explosion de supernova gravitationnelle est un phénomène plutôt atypique.

III. 3 Aluminium-26

L'aluminium-26 est un noyau instable d'un million d'années de vie moyenne dont l'importance pour l'astronomie gamma a été soulignée par Ramaty et Lingenfelter (1977) bien avant que l'on découvre dans le plan de la Galaxie l'indice clair de sa présence (Mahoney et al. 1984). En vérité, l'ère de l'aluminium avait été ouverte un an auparavant par la découverte d'une

concentration anormale de Magnésium-26, produit de décroissance de l'aluminium-26 dans les inclusions réfractaires de la météorite Allende (Lee et al. 1976). De nombreux travaux théoriques furent consacrés à la nucléosynthèse de l'aluminium-26 dès la fin des années 70. Sa formation s'avéra possible dans tous les sites astrophysiques envisagés (AGB, WR, novae et supernovae). Les mécanismes détaillés de production et destruction de ce nucléide ne peuvent être décrites ici. Sachez que sa synthèse se complique en raison de l'existence d'un état métastable de courte durée de vie (Ward et Fowler 1987). Il suffit de retenir, pour notre propos, que son mode principal de production est $^{25}\text{Mg} (p,\gamma) ^{26}\text{Al}$ et que cette réaction est susceptible de s'engager :

- i) lors de la fusion de l'hydrogène dans le cycle Na-Mg-Al (AGB, WR, novae).
- ii) lors de l'explosion des supernovae massives dans les couches d'hélium et de carbone.

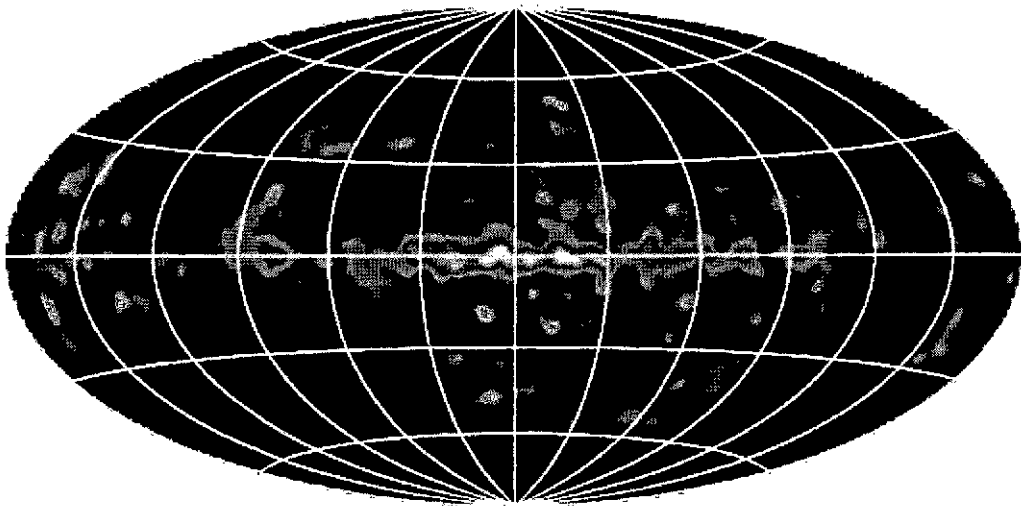


Fig. 7. Carte de la Galaxie dressée par *Comptel* dans la raie à 1809 keV de ^{26}Al (Diehl et al. 1995).

La nucléosynthèse de l'aluminium-26 dans les novae et supernovae est détaillée par Coc et al. (1995) et Timmes et al. (1996), respectivement. Sa formation dans les AGB est obscure, on peut trouver une description dans Mowlavi et Meynet (2000). Notez que l'aluminium-26 est l'un des seuls isotopes de la nature, avec le lithium-7, d'origine présumée plurielle. AGB, WR, novae, supernovae sont toutes des sources potentielles de cet isotope dont les mérites relatifs sont difficiles à établir sur la seule base de modèles théoriques. Aussi convient-il de se tourner vers la cartographie gamma afin d'identifier les sources d'aluminium radioactif et lever l'ambiguïté sur son origine. Le sujet ayant été abondamment discuté (Chen et al. 1996, Knödlseher 1999), nous nous bornerons à quelques commentaires généraux. L'omniprésence d'aluminium-26 dans le milieu interstellaire a été mise en évidence par le satellite américain *HEAO-3* (Mahoney et al. 1984). Cette émission a par la suite été cartographiée par l'expérience *Comptel* (Oberlack et al., 1994, Diehl et al. 1995). On a pu en déduire, moyennant des hypothèses raisonnables sur la distribution des sources, le contenu total d'aluminium-26 de la Galaxie (1,7-3,0 M_{\odot}). L'émission est concentrée le long du plan de la galaxie (Figure 7), ce qui exclut une origine purement locale, mais elle est si lacunaire qu'il semble illusoire de vouloir se servir de celle-ci pour délimiter avec précision les bras

galactiques (Chen et al. 1996). Tout au plus peut-elle servir d'indice qualitatif de structure. On peut discerner des motifs structurés qu'il est tentant d'associer, pour certains à des bras spiraux vus en enfilade (Diehl et al. 1995, Prantzos et Diehl 1996). Les renforcements de brillance correspondent bien à des directions tangentes de bras galactiques, mais ils n'ont aucune contrepartie dans les régions de longitude positive. Le renforcement de la brillance dans la partie centrale de la Galaxie témoigne de la forte émissivité de l'anneau à 4 kpc, bien connu des radioastronomes. Les étoiles WR sont supposées y être plus nombreuses qu'ailleurs, et ceci pour deux raisons :

- i) parce que le taux de formation d'étoiles massives y est particulièrement élevé, comme le montrent les observations infrarouge.
- ii) parce que les vents stellaires y sont plus intenses qu'ailleurs en raison de la plus forte métallicité (Maeder 1992).

La proximité des régions d'émission, aussi bien que leur activité, semblent jouer un rôle déterminant dans l'apparition des sources de photons de 1809 keV. La source de la région des Voiles en est un vivant témoignage. Celle-ci, abritant à la fois l'étoile Wolf-Rayet la plus proche et un vestige célèbre de supernova, ne permet pas de trancher en faveur de l'une ou de l'autre.

IV. Le défi instrumental

Quelques données instrumentales ont permis de confirmer qualitativement la théorie de la nucléosynthèse stellaire. Cependant, comme nous venons de le voir, les observations souffrent terriblement de précision et de statistique. La qualité des données en astronomie gamma est liée à la difficulté de l'exercice. D'une part on s'intéresse à un domaine de longueur d'onde pour lequel on ne peut que marginalement focaliser les photons, d'autre part on doit s'affranchir de l'atmosphère terrestre et de ce fait satelliser les expériences. Cette dernière contrainte complique considérablement la réalisation des télescopes et oblige les expériences à évoluer dans des milieux très hostiles, notamment en présence du rayonnement cosmique. Ce rayonnement induit un bombardement permanent des détecteurs par des protons de haute énergie (≈ 1 GeV) qui ont pour effet de dégrader les détecteurs et d'activer tout le satellite. Dans le cas d'une expérience gamma, l'activation se traduit par une augmentation considérable du bruit de fond.

Ainsi, la conception et la réalisation d'une future mission d'astronomie gamma est un véritable défi instrumental. En effet, pour pouvoir progresser, c'est à dire localiser avec plus de précision et identifier les raies gamma avec plus de détails, il faut impérativement améliorer la résolution angulaire ainsi que la résolution en énergie. De plus, pour améliorer la sensibilité et donc pouvoir détecter des flux plus faibles, il faut impérativement maîtriser le bruit de fond. En astronomie gamma le rapport signal sur bruit est excessivement défavorable. La réduction du bruit de fond par des méthodes passives ou actives est la clef de la réussite d'une mission.

IV.1 La mission *INTEGRAL*

La mission *INTEGRAL* (*International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) a été sélectionnée en juin 1993 par le Comité des Programmes Scientifiques de l'Agence Spatiale Européenne. Le lancement du satellite est prévu en avril de 2002. *INTEGRAL* a pour but principal l'exploration approfondie des sites célestes émissifs dans la bande spectrale de 15 keV à 10 MeV. La mission est basée sur la mise en œuvre simultanée du télescope IBIS (*Imager on Board the INTEGRAL Satellite*), apte à fournir des images à haute résolution angulaire et une information spectrale à moyenne résolution, et du spectromètre SPI (*Spectrometer for INTEGRAL*) chargé de la spectroscopie gamma à très haute résolution. La mission *INTEGRAL* inclut également les deux instruments complémentaires JEM-X (*Joint European Monitor*) et OMC (*Optical Monitor Camera*), opérant respectivement dans la bande des rayons X au-delà de 2-3 keV et dans le domaine visible, de 550 à 850 nm.

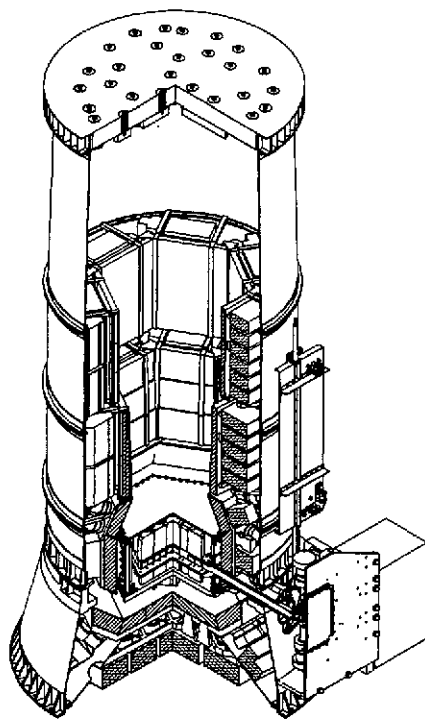


Fig. 8. Le spectromètre SPI de la mission *INTEGRAL*.

Le spectromètre SPI est l'instrument d'*INTEGRAL* dédié à l'astronomie gamma nucléaire. Motivés par les résultats de l'observatoire à rayons gamma *Compton* relatifs aux sources interstellaires de raies gamma, les laboratoires européens et américains impliqués dans la conception du spectromètre SPI ont adopté un champ de vue le plus vaste possible au détriment du pouvoir séparateur, l'effort portant avant tout sur la résolution en énergie dans la gamme 15 keV-10 MeV. Le plan détecteur de SPI est constitué d'un réseau hexagonal de 19 semi-conducteurs de germanium couvrant une surface utile de 500 cm². Les détecteurs germanium sont montés dans un cryostat qui les maintient à une température de 85 kelvins par une combinaison de dispositifs réfrigérants actifs et passifs. Ces détecteurs seront soumis

à un bombardement permanent de protons et de neutrons secondaires, qui vont induire au cours du temps une dégradation significative des performances. Pour pallier ce problème, il est prévu de recuire les détecteurs en vol. D'après les flux attendus on estime le nombre de recuit nécessaire à un par an. Les qualités de spectrométrie du germanium confèrent à SPI un pouvoir de résolution $E/\Delta E \approx 650$ à 1332 keV, quinze fois meilleur que celui du spectromètre OSSE à bord de l'observatoire à rayons gamma *Compton*.

Le spectromètre SPI comporte un masque codé à base d'éléments de tungstène monté à 1,7 m du plan de détection. Ce dispositif lui procure un pouvoir séparateur assez modeste (~ 2 degrés), bien meilleur toutefois que celui du spectromètre OSSE, ainsi qu'un champ de vue à mi-sensibilité de 490 degrés carrés. Un ensemble de scintillateurs BGO enveloppe presque complètement le dispositif de détection afin de réduire le bruit de fond de l'appareil. Un dispositif actif de reconnaissance de forme de l'impulsion en sortie des détecteurs devrait permettre de discriminer les photons gamma des désintégrations β résultant de l'activation des détecteurs Germanium. Ce dispositif devrait améliorer la sensibilité d'un facteur 2 dans la gamme 300 keV 2 MEV. On peut envisager ainsi une sensibilité de détection des raies gamma les plus fines accrue de plus d'un ordre de grandeur par rapport à celle du spectromètre OSSE.

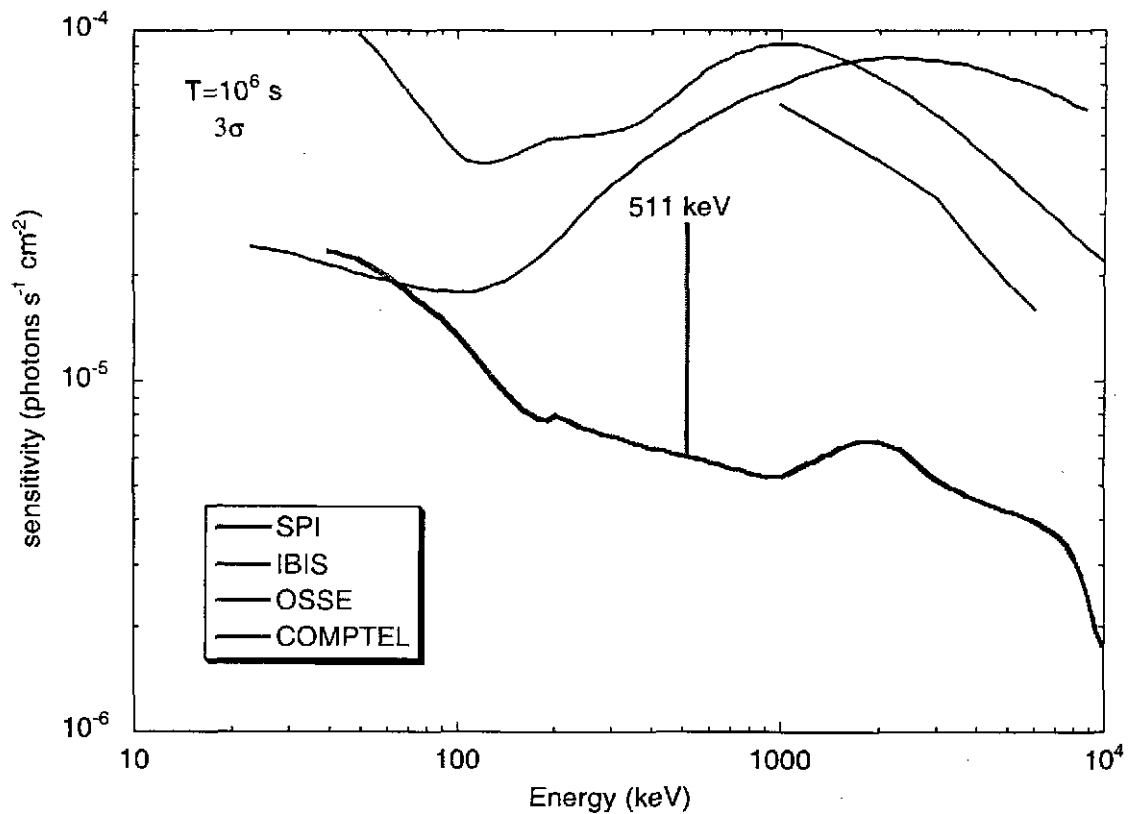


Fig. 9. Courbe de sensibilité aux raies fines du spectromètre SPI comparée à d'autres instruments (d'après Jean et al. 2000).

IV.2 Perspectives d'*INTEGRAL*

Malgré une sensibilité sans précédent dans la gamme d'énergie de la chaîne de décroissance du Ni-Co-Fe, *INTEGRAL* a une faible probabilité d'observer une supernova gravitationnelle. En effet par rapport au quantité de nickel éjectée, un tel objet ne pourra être détecté que si sa distance est inférieure à quelques Mpc. Par contre le spectromètre d'*INTEGRAL* a la sensibilité requise ($2-6 \cdot 10^{-6}$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) pour observer les supernovae thermonucléaires (type Ia) jusqu'à la distance de l'amas de la Vierge. Les différents scénarios aboutissant à l'explosion des SNIa se soldent par des signatures gamma distinctes (évolution temporelle, intensité et rapports de raies). De ce fait l'observation des raies gamma pourrait réduire et même lever l'ambiguïté sur les mécanismes à l'œuvre dans les SNIa. Les différences sont essentiellement dues à la masse de nickel-56 engendrée et à la distribution de vitesse. S'agissant des SNIa proches, la spectroscopie gamma offre la possibilité d'étudier les effets dus à la métallicité initiale de la naine blanche explosive, du mélange interne, et de la dissymétrie éventuelle de l'explosion.

Les raies gamma fournissent le moyen le plus sûr de calibrer les supernovae thermonucléaires, ce qui est d'un intérêt considérable, sachant le rôle qu'on leur fait jouer dans la cosmologie contemporaine (mesure du paramètre de Hubble et du paramètre de décélération). Plus spécifiquement, il est apparu au cours des dernières années que les SNIa ne constituent pas un groupe homogène. Afin d'en extraire les propriétés caractéristiques, il est nécessaire de constituer un échantillon statistique significatif.

Le spectromètre d'*INTEGRAL* a la sensibilité requise ($2-6 \cdot 10^{-6}$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) pour observer les vestiges d'explosion vieux de 500 ans et moins, jusqu'à une distance de 10 kpc, et ainsi mesurer directement le taux réel d'explosions de supernovae dans la Voie Lactée, paramètre qui influe considérablement sur l'évolution chimique de la Galaxie. De telles observations seront par ailleurs utilisables pour contraindre les modèles détaillés d'explosion d'étoiles massives. Outre Cas A et la région des Voiles, les vestiges des supernovae historiques (Kepler, Tycho, le Crabe, SN1006) seront des cibles de choix pour *INTEGRAL*.

INTEGRAL aura la sensibilité requise pour dessiner les contours de l'émission de l'aluminium-26 avec des détails beaucoup plus fins. De surcroît, la mesure précise du décalage Döppler de la raie d'émission de l'aluminium-26 (1809 keV dans le laboratoire), pourrait fournir, pour la première fois, un critère de distance permettant d'établir la répartition en trois dimensions des zones d'émission. Par comparaison avec les distributions des éventuels progéniteurs dans les régions relativement proches (Wolf-Rayet, étoiles massives O et B, novae, supernovae, pulsars et géantes rouges de la branche asymptotique des géantes) des corrélations significatives pourront être établies. Ainsi espère-t-on identifier de manière statistique les sources de l'aluminium radioactif et parfaire notre connaissance des mécanismes de sa formation.

Les novae, et particulièrement celles qui sont riches en oxygène, néon et magnésium, produiraient des quantités significatives de néon-22 et d'aluminium-26 calculées par Politano et al. (1995) et Coc et al. (1995). Le spectromètre d'*INTEGRAL* a la capacité d'observer les raies gamma de désintégration du néon-22 jusqu'à une distance de 1 kpc. L'observation de novae proches améliorerait substantiellement notre compréhension de ce type d'objets, ceci en donnant accès aux quantités d'isotopes produits et à la dynamique de leur enveloppe en expansion.

V. Conclusion

Après une phase à dominante américaine, l'astronomie gamma nucléaire devrait devenir l'apanage des européens. La pièce maîtresse de la stratégie européenne est le satellite *INTEGRAL*, développée sous l'égide de l'Agence Spatiale Européenne. Au sein de cette mission, l'instrument dédié à l'astrophysique nucléaire est le spectromètre SPI, développé sous la maîtrise d'œuvre du CNES en symbiose avec les laboratoires français, notamment le Service d'Astrophysique à Saclay et le CESR à Toulouse. Les observations spectroscopiques à haute résolution de cet instrument devraient éclairer quelques unes des questions les plus fondamentales touchant à la nucléosynthèse stellaire et interstellaire. Malgré de nombreux travaux, les observations disponibles sur les sources de rayons gamma sont loin d'avoir reçu une explication détaillée et quantitative. Il est indispensable que la future mission *INTEGRAL* puisse être soutenue et complétée par un effort théorique commensurable avec les moyens expérimentaux mis en œuvre.

Remerciement

Je remercie E. Vangioni-Flam, M. Cassé et J. Paul pour les conseils et l'aide qu'ils m'ont apportés pendant la préparation de ce cours

Références

- Arnett, W.D., 1996, "Supernovae and nucleosynthesis", Princeton University Press
 Arnett, W.D. et al., 1989, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 27, 629
 Cassé, M. & Prantzos, N. 1993, in "Origin and Evolution of the Elements", N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, M. Cassé, Cambridge University Press, p. 349
 Cassé, M., Lehoucq R. & Vangioni-Flam, E. 1995, *Nature*, 373, 318
 Cassé, M., Vangioni-Flam, E. and J. Paul, 1999, *Nucl. Phys.*, A654, 895
 Coc A., Mochkovitch R., Oberto Y., Thibaut J.P., Vangioni-Flam E., 1995, *A&A*, 299, 479
 Chen, W., Gehrels, N. & Diehl, R. 1996 *ApJ*. 440, L57
 Clayton, D.D. 1982, "Essays in Nuclear Astrophysics", Eds. C Barnes, D. Clayton & D. Schramm, Cambridge University Press, p. 401
 Clayton, D. D. et al., 1992, *ApJ*. 399, L 141
 Donati, T. et al., 1988, *Nature*, 330, 230
 Diehl, R. et al., 1995, *A&A*, 298, 445
 Diehl, R. et Timmes, F., 1998, *Publication of the Astr. Soc. Pac.*, 110, 637
 Donati, T. et al., 1988, *Nature*, 330, 230
 Fryxel, B. et al. 1991, *APJ*. 367, 619
 Hashimoto, M., Nomoto, K and Shigeyama, T. 1989, *A&A*, 210, L5
 Isern J. et al., 1999, *Astrophysical letters & communications*, vol 38, Pat1, 411
 Gorgii et al., 2000, *Proceeding of the fifth Compton symposium*, AIP, vol. 510, 49
 Hernanz, M. et al., 1999, *Astrophysical letters & communications*, vol 38, Pat1, 407
 Höffmann et al., 1995, in the *Gamma-ray Sky with Compton GRO and SIGMA*, Dordrecht : Kluwer, 267
 Höflich, P. Wheeler, J.C. and Khokhlov, 1998, *ApJ*, 492, 228
 Iyudin A. et al. , 1994, *A&A*, 284, L1

- Jean et al., 2000, Proceeding of the fifth Compton symposium, AIP, vol. 510, 708
- Lee et al., 1976, Geophysical Research Letters, vol.3, p.41-44.
- Lehoucq, R., Cassé, M. & Cesarsky, C.C., 1990, A&A, 224, 147
- Knöddselder, J. et al., 2000, Proceeding of the fifth Compton symposium, AIP, vol. 510, 40
- Kurfess, J.D. et al., 1992, ApJ. Lett. 339, L137
- Leising, 1994, ApJS, 424, 200
- Maeder, A. 1992, A&A. 264, 105-120
- Mowlavi, N. et Meynet, G., 1999, « Astronomy with radioactivities », workshop proceedings, Ringberg castle, edited by R. Diehl and D. Hartmann, MPE report 274,105
- Oberlack, U. et al. 1994, ApJS. 92, 433
- Prantzos, N. & Diehl, R. 1996, Phys. Rep. 267, 1
- Politano, M. et al. 1995, ApJ. 448, 807
- Mahoney, W.A. et al. 1984, ApJ. 286, 578
- Prantzos, N. and Diehl R., 1996, Phys. Rep. 267,1
- Ramaty, R. & Lingenfelter, R.E. 1977, ApJ. 213, L5
- Ramaty, R. & Lingenfelter, R.E. 1995, " The analysis of emission lines", Eds. R. Williams and M. Livio, Cambridge University Press, p. 180
- Ruiz-Lapuente, P. et al., 1993, ApJ. 417, 547
- Schoenfelder, V. et al., 1996, Third Compton Symposium, A&A Suppl. Ser. 120, 13
- Sunyaev, R. et al., 1988, Nature 330, 227
- Teegarden, B. 1994, ApJS, 92, 263
- Timmes, F. et al. S.E. 1996, ApJ. 449, 204
- Tueller, J. et al., 1991, ApJ. 351, L41

Rayonnements cosmiques de haute énergie

Bernard Degrange

Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies
Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex

Résumé

Le vieux problème de l'origine des rayons cosmiques, surtout des plus énergétiques d'entre eux qui atteignent 10 Joules par particule, est revenu récemment sur le devant de la scène en raison du développement rapide de nouvelles expériences conçues pour détecter et identifier des particules cosmiques très minoritaires mais porteuses d'information directionnelle sur leur source. En effet, pour échapper aux effets des champs magnétiques irréguliers de la Galaxie, on doit se restreindre aux corpuscules neutres et stables — γ et neutrinos — et aux particules chargées d'énergie supérieure à 10^{19} eV. Pendant la dernière décennie, l'astronomie gamma de haute énergie a révélé plusieurs sources de rayons cosmiques et la compréhension de ces objets a beaucoup progressé grâce aux observations conjointes à plusieurs longueurs d'onde, depuis les ondes radio jusqu'aux γ du TeV. L'astronomie des neutrinos reste encore à un stade exploratoire mais les meilleurs projets actuels approchent de la sensibilité requise pour des objectifs astrophysiques réalistes. Enfin, dans le domaine des très rares rayons cosmiques d'énergies extrêmes, un gain très important en statistique est attendu dans les prochaines années grâce au projet d'observatoire «Pierre Auger». Après une revue des informations indirectes obtenues depuis plus de 20 ans à partir des rayons cosmiques chargés, on se focalisera sur l'astronomie gamma de haute énergie et les sources qu'elle a déjà révélées, puis on abordera les perspectives ouvertes par les projets des nouvelles astronomies : gamma, neutrinos et particules d'énergies extrêmes.

Abstract

The old problem of the origin of cosmic rays, whose energies extend up to 10 Joules per particle, has recently been renewed due to experiments detecting and identifying a small sample of very meaningful particles: gamma-rays, neutrinos and ultra-high-energy cosmic rays (which provide directional information from sources). During the last ten years, gamma-ray astronomy has revealed several sources of cosmic rays, leading to new insights into emission mechanisms with the help of data at all wavelengths from radiowaves to TeV gamma-rays. Neutrino astronomy is still in the exploratory phase, but large new detectors are under construction. Similarly, ambitious projects are now underway which will significantly improve our knowledge of the ultra-high-energy region. After a review of the indirect information

obtained from charged cosmic rays, this report will focus on high-energy gamma-ray astronomy and on γ -ray sources; then, projects concerning new astronomies in the forthcoming years (γ -rays, neutrinos and ultra-high-energy cosmic rays) will be reviewed.

1 Introduction

L'Univers est parcouru par des particules de haute énergie dont le spectre, manifestement non thermique, s'étend jusqu'à des énergies de l'ordre de 10 Joules. Les processus d'accélération ou de production de ces «rayons cosmiques» et les objets astrophysiques qui sont le siège de ces phénomènes non thermiques représentent des thèmes importants de recherche à l'interface de l'astrophysique et de la physique des particules. Malheureusement, les rayons cosmiques chargés détectés à leur arrivée sur Terre ne nous fournissent aucune information sur leur direction d'origine, sauf peut-être aux plus hautes énergies où les flux sont extrêmement faibles. En effet, les champs magnétiques irréguliers ($B \sim 10^{-10}$ T) ancrés dans le plasma interstellaire de la Galaxie dévient constamment les particules cosmiques et détruisent toute information sur leur direction originelle, sauf quand le rayon de gyration R atteint les dimensions de la Galaxie ($\sim 10^4$ parsec¹). La formule classique

$$R/\text{parsec} \simeq \frac{E/\text{PeV}}{B/(10^{-10}\text{T})}$$

permet de constater que le confinement magnétique ne cesse que vers 10^4 PeV, soit 10^{19} eV. A beaucoup plus basse énergie, là où l'on dispose de hautes statistiques, la propagation des particules cosmiques dans la Galaxie affecte les observables (spectre en énergie et composition chimique ou isotopique à l'arrivée) et ses effets doivent être pris en compte dans l'interprétation des données. La figure 1 donne l'intensité du rayonnement cosmique primaire en haut de l'atmosphère en fonction de l'énergie E ; pour des raisons de clarté, on a porté en ordonnée le produit de cette intensité par $E^{2,7}$. On remarque deux singularités séparant des régions où le spectre est bien décrit par une loi de puissance: la première à environ 5×10^{15} eV (le «genou»), la seconde vers 4×10^{19} eV (la «cheville»). Leur interprétation reste aujourd'hui controversée: le «genou» reflète-t-il la fuite hors de la Galaxie de particules énergétiques dont le confinement magnétique est moins efficace — mais alors on s'attendrait à un effet plus progressif —, ou bien marque-t-il l'apparition de sources différentes dans le domaine du PeV? Dans ce dernier cas, ces sources sont-elles galactiques ou extragalactiques? La contribution de ces dernières commence-t-elle seulement à la «cheville»? Toutes ces questions restent ouvertes aujourd'hui.

Dès 1960, K. Greisen[1] préconisait le recours aux très rares particules cosmiques neutres et stables, photons γ et neutrinos², qui se propagent en ligne droite³. On peut aussi s'intéresser aux particules d'énergie extrême (au-delà de la «cheville») qui doivent garder partiellement la mémoire de leur direction d'origine, mais nous ne savons pratiquement rien des champs magnétiques intergalactiques et la statistique mondiale dans

1. Rappelons qu'un parsec vaut $3,086 \times 10^{16}$ m, soit 3,26 années-lumière.

2. Dans ce cours nous désignons par «neutrinos» aussi bien les neutrinos que les antineutrinos.

3. L'article de K. Greisen de 1960 se terminait par la phrase suivante dont on peut aujourd'hui mesurer l'optimisme: «*Fanciful though this proposal seems, we suspect that within the next decade, cosmic ray neutrino detection will become one of the tools of both physics and astronomy*».

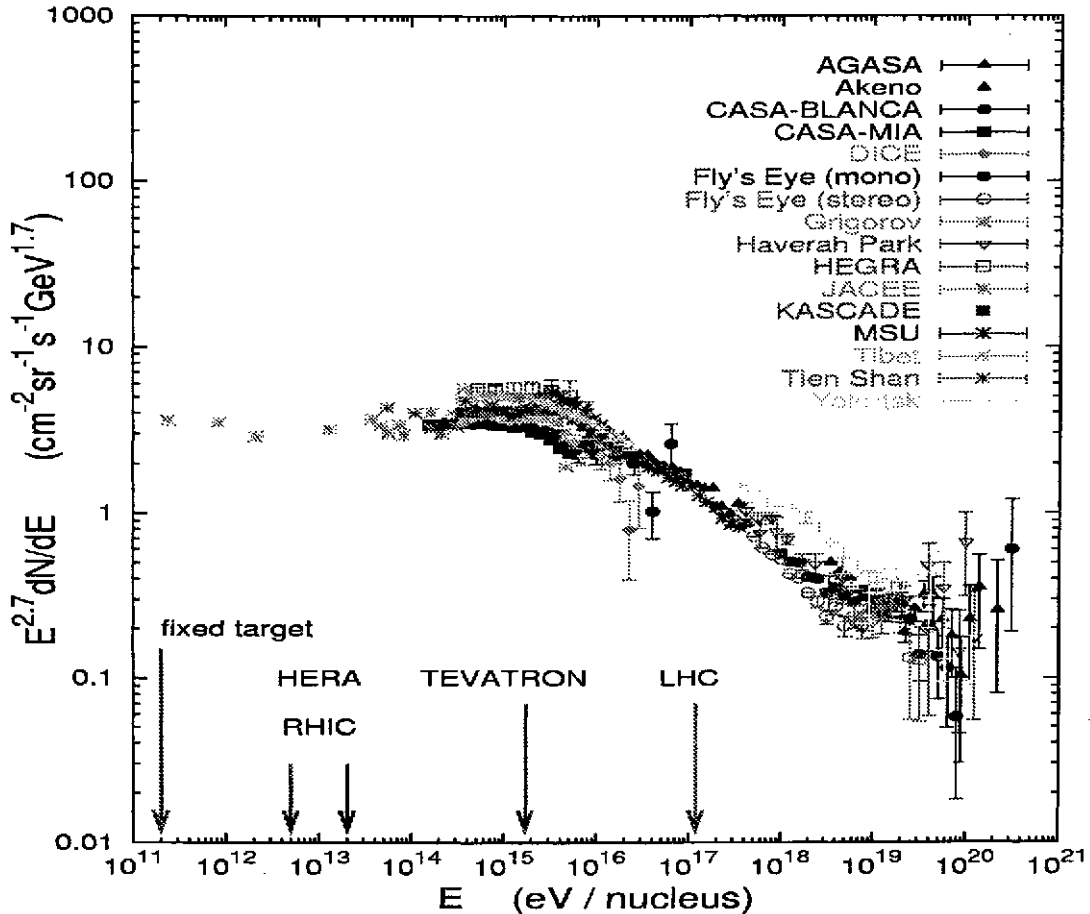


FIG. 1 – Intensité des rayons cosmiques primaires multipliée par $E^{2.7}$ en fonction de l'énergie E (d'après une compilation récente de T.K. Gaisser; communication privée).

ce domaine d'énergie est encore très limitée. Les défis expérimentaux de ces nouvelles astronomies sont maintenant en passe d'être relevés. Commencée dans les années 1970, l'astronomie gamma a pris une toute autre dimension dans la décennie 1990-2000, d'une part avec l'importante moisson de résultats du satellite «Compton Gamma-Ray Observatory» de la NASA, (jusqu'à environ 30 GeV), d'autre part avec l'extension de cette astronomie au domaine du TeV grâce à de nouveaux appareillages au sol : les télescopes à effet Tcherenkov atmosphérique. Par ailleurs, les techniques de détection de neutrinos cosmiques dans le milieu marin ou la glace polaire ont progressé dans les 15 dernières années et les nouvelles expériences atteignent les sensibilités minimales requises pour l'astronomie. Enfin, une expérience de très grande envergure — l'observatoire «Pierre Auger» — devrait bientôt permettre d'acquérir en quelques années plus d'événements au-dessus de 10^{20} eV que pendant les décennies précédentes.

Le présent cours veut être surtout une revue des expériences en activité ou prévues dans un proche avenir; on exposera leurs motivations, leurs objectifs et les techniques mises en œuvre pour y parvenir. Pour les études plus approfondies et les aspects théoriques, nous nous référerons surtout dans la suite aux livres de T. K. Gaisser[2] et de M. Longair[3]. Nous commencerons par rappeler l'essentiel des informations indirectes obtenues à partir des rayons cosmiques chargés; ce domaine progresse lentement en dépit de réels efforts dans l'instrumentation mise en œuvre; nous rappellerons au passage les

mécanismes traditionnellement invoqués pour expliquer la présence de particules chargées supra-thermiques dans les environnements astrophysiques. Puis, nous décrirons les techniques expérimentales et les méthodes d'analyse qui ont permis l'essor de l'astronomie γ des hautes énergies. Nous passerons ensuite en revue les sources γ ainsi mises en évidence en insistant sur les résultats des observations conjointes dans plusieurs domaines du spectre électromagnétique, depuis les ondes radio jusqu'aux γ du TeV. Nous terminerons en décrivant les grands projets des années à venir qui devraient faire progresser les nouvelles astronomies tant en γ et en neutrinos que dans le domaine des énergies extrêmes.

2 Rayons cosmiques chargés

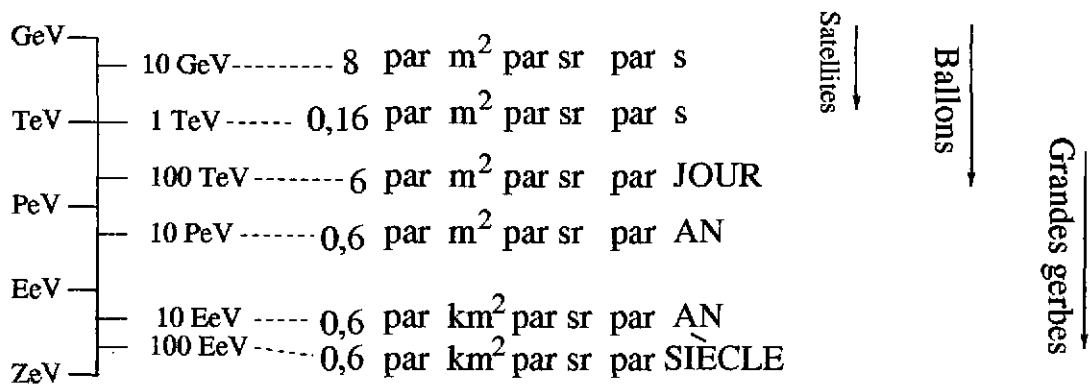


FIG. 2 - Ordre de grandeur des intensités du rayonnement cosmique primaire (toutes particules) à différentes énergies. Domaines respectifs des différentes techniques de détection.

C'est l'ordre de grandeur des flux de particules dans un domaine donné d'énergie (voir la figure 2) qui conditionne la méthode expérimentale:

- Les détecteurs embarqués en satellite effectuent des mesures directes sur les particules primaires, mais, du fait de leur surface réduite (généralement inférieure au m²), ils ne permettent guère aujourd'hui d'aller au-delà de 100 GeV; ils atteindront probablement le TeV dans un proche avenir.
- Les détecteurs en ballon stratosphérique peuvent supporter des charges plus lourdes, donc des détecteurs plus complexes; en revanche, l'analyse doit tenir compte des corrections dues aux interactions des particules primaires dans la faible épaisseur d'atmosphère surmontant le ballon (quelques g cm⁻²). Plusieurs séries de vols de longue durée ont ainsi permis d'effectuer des mesures directes sur les rayons cosmiques primaires jusqu'à quelques centaines de TeV, sans cependant pouvoir atteindre la zone intéressante du «genou» du spectre.
- Quand les flux sont trop faibles, les observations ne peuvent s'effectuer qu'à partir du sol. Les rayons cosmiques développent de grandes gerbes (hadroniques ou électromagnétiques) dans l'atmosphère qui peut alors être utilisée comme un calorimètre. L'étude des gerbes repose sur la détection depuis le sol, soit des photons optiques

et UV émis par les particules de la cascade (effet Tcherenkov et effet de fluorescence de l'azote), soit des particules secondaires elles-mêmes (e^\pm , μ^\pm , hadrons ou γ secondaires) quand elles atteignent le sol; dans ce dernier cas, l'altitude du site expérimental est déterminante pour fixer le seuil énergétique de détection. L'extension de la zone sur laquelle porte l'échantillonnage dépend du domaine d'énergie auquel on s'intéresse: de l'ordre de quelques 10^4 m^2 suffisent pour étudier la région du «genou», mais il faut au moins 100 km^2 pour explorer la région de la «cheville» et le futur projet d'observatoire Pierre Auger balisera 3000 km^2 pour étudier les particules au-delà de 10^{20} eV .

2.1 Satellites et ballons

2.1.1 Observables et détecteurs

Satellites et ballons permettent l'accès direct à la particule primaire que l'on identifie en mesurant sa charge électrique ze et sa masse m et dont on détermine l'énergie E (ou l'impulsion p). Pour cela, on combine plusieurs détecteurs de la liste suivante:

- Un spectromètre magnétique associé à un trajectographe mesure la rigidité $R = pc/(ze)$. Ce type d'appareillage a surtout été utilisé avec des ballons. Sa mise en œuvre en satellite se heurte à des difficultés: son poids d'abord, mais surtout les sévères restrictions sur le champ de fuite qui risque de provoquer un mouvement de rotation dans le champ magnétique terrestre. Pour le moment, un seul instrument spatial, AMS-1, qui a volé à bord de la navette «Discovery» en 1998, a disposé d'un tel spectromètre avec un aimant permanent[4]; l'objectif principal de cette expérience est la recherche d'antiparticules (anti-protons et anti-noyaux). Sa version finale, AMS-2, prévue à partir de 2003 sur la station spatiale internationale disposera d'un aimant supraconducteur.
- Des compteurs mesurant le temps de vol de la particule, fournissent sa vitesse β (en unités c).
- Des compteurs proportionnels, des scintillateurs ou une chambre à ionisation donnent la perte d'énergie différentielle par ionisation dE/dx , qui est une fonction de z^2 et de β .
- Des compteurs Tcherenkov fournissent un signal dont la dépendance en z^2 et β est différente de celle de dE/dx .
- Un calorimètre fournit l'énergie cinétique totale $E_c = mc^2(\gamma - 1)$, où $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ s'il absorbe complètement la particule primaire et ses éventuels produits d'interaction.

On a évidemment intérêt à disposer de mesures redondantes pour comprendre les effets systématiques des appareillages. Si l'on fait abstraction de l'expérience récente AMS-1, les dernières missions en satellite sur les rayons cosmiques *chargés* datent de près de 20 ans (HEAO-C2 et HEAO-C3). Aux énergies supérieures au TeV, les expériences en ballon utilisent des sandwiches de plomb et de chambres à émulsion — donc des détecteurs passifs

— fournissant la charge (par mesure d'ionisation) et l'énergie totale (par calorimétrie avec des corrections cinématiques car la cascade d'interactions n'est pas toujours contenue dans le détecteur); l'analyse des émulsions est facilitée par l'adjonction de films à rayons X repérant les régions à forte densité de particules.

2.1.2 Les spectres

• Protons et noyaux

Les particules primaires sont, en très grande majorité, des protons ou des noyaux.

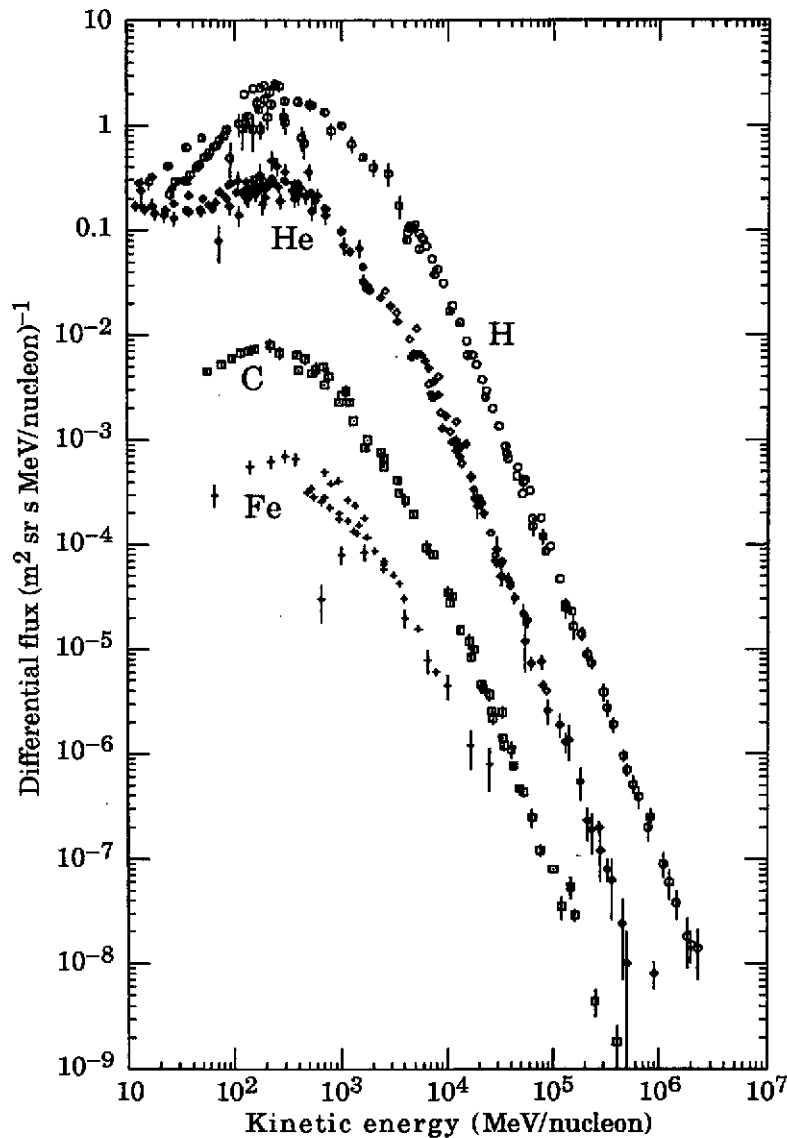


FIG. 3 – Spectre des protons et des principaux noyaux cosmiques en-dessous du TeV d'après J. A. Simpson[5].

La figure 3 montre les spectres respectifs des principaux noyaux (proton, hélium, carbone, fer) en-dessous de 1 TeV/nucléon. On notera que la quantité portée en abscisse est l'énergie par nucléon E/A et non l'énergie par particule primaire. Un examen trop

rapide de la figure pourrait faire croire que les protons dominent les noyaux d'hélium; en fait, si le rapport He/p est effectivement égal à 3×10^{-2} à 1 TeV/nucléon, il vaut 1,25 à 1 TeV par particule! Au-dessus de quelques dizaines de GeV, les spectres sont bien décrits par des lois de puissance de l'énergie: $dI/(dSd\Omega dt dE) = K/E^\gamma$ où l'indice spectral différentiel γ est proche de 2,7. A plus basse énergie, le spectre passe par un maximum, mais surtout, il varie avec l'intensité du vent solaire. En effet, dans notre environnement immédiat, le milieu de propagation des particules cosmiques est le plasma du vent solaire; la cavité où ce dernier domine le vent galactique local est appelée «l'héliosphère». Nous verrons plus loin que les irrégularités magnétiques, qui jouent le rôle de centres diffuseurs pour les particules cosmiques chargées, sont ancrées dans le plasma; le mouvement d'expansion de ce milieu diffusant (vent solaire) s'oppose donc à la propagation des particules chargées de basse énergie dans l'héliosphère. Leur flux suit alors le cycle solaire de 11 ans et est minimal lors des maximums d'activité solaire. Le cours portant principalement sur les hautes énergies, nous nous placerons généralement au-dessus de 10 GeV environ, où ce phénomène de «modulation solaire» est négligeable.

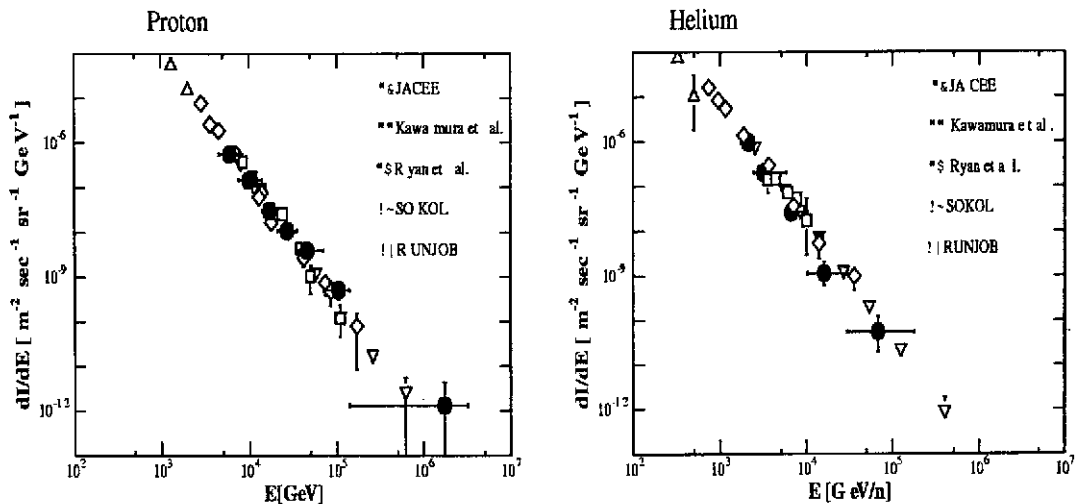


FIG. 4 - Spectre des protons et des noyaux d'hélium cosmiques de 1 TeV à 100 TeV[6].

Au-dessus du TeV et jusqu'à quelques centaines de TeV, les spectres sont mesurés par la technique des chambres à émulsion dans des vols de ballon de longue durée, comme ceux des collaborations JACEE (Japon-USA) ou RUNJOB (Russie, Japon)[6]. Les spectres restent bien décrits par des lois de puissance et l'on n'observe aucun indice de «cassure» jusqu'à 10 TeV au moins (figures 4 et 5). De fait, la sensibilité en flux des expériences en ballon est insuffisante pour atteindre le «genou».

• Electrons

Les électrons cosmiques détectés au-dessus de l'atmosphère présentent également aux hautes énergies un spectre en loi de puissance ($E^{-\gamma_e}$), mais l'indice spectral correspondant γ_e vaut environ 3,3. En conséquence, le rapport e/p diminue avec l'énergie⁴; il vaut 0,83% à 10 GeV, 0,24% à 100 GeV et tombe à 0,07% à 1 TeV. Par

4. Nous vérifierons plus loin que c'est aux énergies de quelques dizaines de GeV que les électrons cosmiques constituent un fond gênant pour l'astronomie γ à partir du sol.

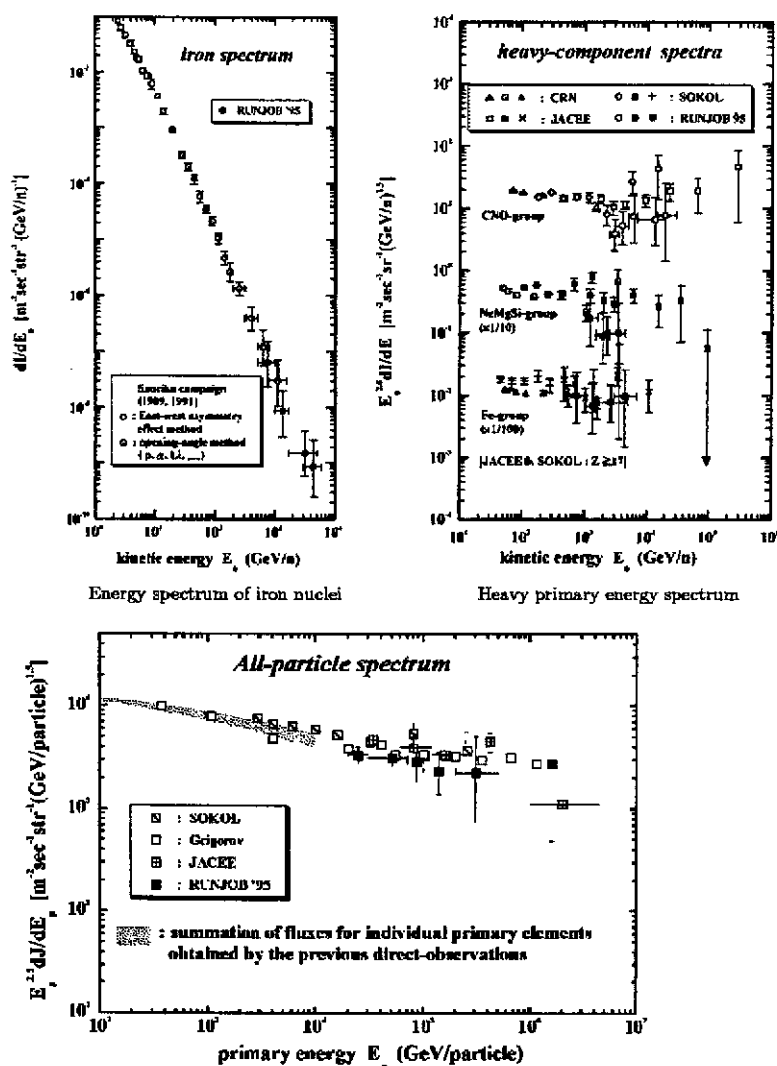


FIG. 5 – Figures du haut : Spectre des noyaux cosmiques (groupe C N O, groupe Ne Mg Si et groupe du fer) de 1 TeV à 100 TeV[6]. Figure du bas : Spectre des particules primaires sans distinction de 1 TeV à 100 TeV[6].

ailleurs, ces électrons arrivant sur Terre ne sont pas des messagers venant de très loin; ils n'ont guère parcouru que quelques centaines de parsecs depuis leurs sources. En effet, ils sont soumis à des pertes variant comme le carré de leur énergie: le rayonnement synchrotron dans les champs magnétiques traversés et l'effet Compton inverse dans lequel ils communiquent de l'énergie aux photons mous ambiants. En fait, c'est l'observation en radio-astronomie du rayonnement synchrotron qui nous informe sur la densité et le spectre des électrons dans diverses régions de la Galaxie.

• Antiprotons et anti-noyaux

L'interaction des protons et noyaux cosmiques dans le milieu interstellaire produit parfois des paires « baryon-antibaryon » et l'on s'attend à trouver des antiprotons secondaires en très faible proportion dans le rayonnement cosmique. Il est cependant très important de s'assurer qu'il n'y pas d'autre source d'antimatière: antimatière d'origine primordiale d'une part, mais aussi produits d'annihilation de « neutralinos », particules supersymétriques pouvant constituer la matière cachée de l'Univers[7], ou

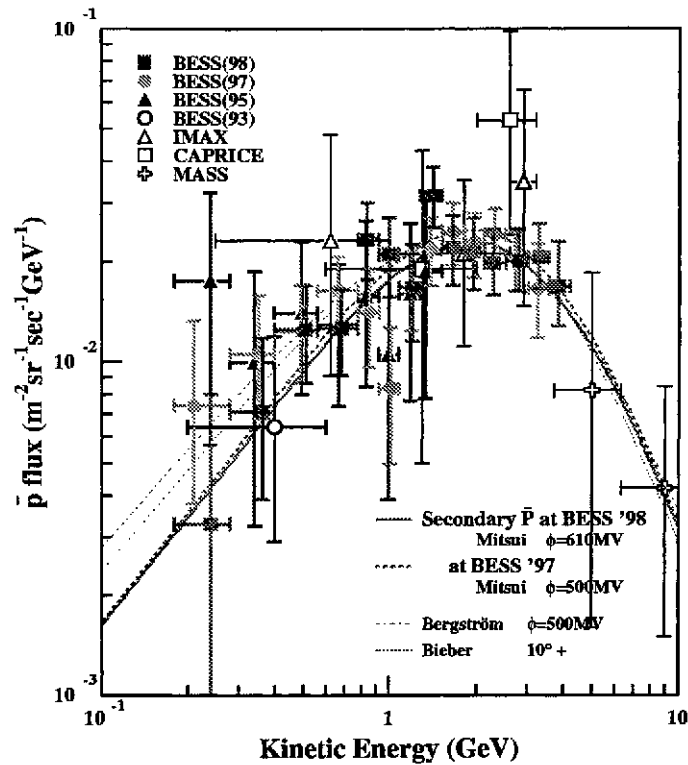


FIG. 6 – Spectre des antiprotons cosmiques obtenus par diverses expériences en ballon, en particulier, la plus récente, l'expérience BESS. La courbe en trait plein donne la distribution attendue pour les antiprotons secondaires.

encore produits d'évaporation de trous noirs primordiaux[8]. Les expériences spécialisées dans la recherche d'antimatière cosmique, nécessitant un appareillage lourd (spectromètre magnétique, détecteur Tcherenkov etc.), ont presque toutes été réalisées à partir de ballons. La seule exception est actuellement l'expérience AMS-1[4] qui a volé à bord de la navette spatiale «Discovery» en 1998. La figure 6 montre les résultats obtenus par diverses expériences en ballons ; la plus récente est due à la collaboration BESS (Japon-USA)[9] dont la campagne de 1998 a fourni environ 400 antiprotons de 0,2 GeV à 3 GeV. Les antiprotons secondaires, dont le spectre attendu est indiqué par la courbe en trait plein de la figure 6, suffisent à rendre compte des données, mais, du fait de la statistique réduite, on ne peut pas actuellement exclure qu'une proportion notable de ces antiprotons provienne de sources plus exotiques, notamment dans la région de basse énergie (courbes en pointillé sur la figure 6). L'expérience AMS-1 devrait prochainement apporter des précisions sur ce point. La présence d'antimatière d'origine primordiale est mieux signée par l'existence d'anti-noyaux. Les bornes supérieures les plus contraignantes sur la présence de l'isotope 4 de l'anti-hélium⁵ ont été obtenues, d'une part par l'expérience BESS à partir des campagnes menées de 1993 à 1998 ($\overline{\text{He}}/\text{He} < 0,74 \times 10^{-6}$) et d'autre part par l'expérience AMS-1[10] dans son vol de 1998 ($\overline{\text{He}}/\text{He} < 1,1 \times 10^{-6}$). D'importants progrès sont attendus dans l'étude de l'antimatière cosmique avec de nouveaux projets spatiaux disposant de plus grandes surfaces de détection, d'une bien meilleure identification des particules et de mesures à bien plus haute énergie : l'expérience

5. Ces bornes sont obtenues en supposant que l'anti-hélium a le même spectre que l'hélium.

PAMELA (Italie-Russie)[11], qui doit être mise sur orbite polaire en 2002, devrait mesurer le spectre des antiprotons de 100 MeV à 150 GeV et gagner un ordre de grandeur sur le rapport $\overline{\text{He}}/\text{He}$; l'expérience AMS-2[4], qui doit être installée sur la station spatiale internationale en 2003, devrait disposer en 3 ans d'environ 10^6 antiprotons avec des mesures d'énergie allant jusqu'au TeV et repousser la borne sur le rapport $\overline{\text{He}}/\text{He}$ au niveau de 10^{-8} .

2.1.3 La composition chimique

L'abondance des éléments dans le rayonnement cosmique primaire nous fournit des indications sur leurs sources et surtout sur leur propagation dans la Galaxie. Sur la figure 7, on compare les abondances mesurées dans les rayons cosmiques de basse énergie (moins de 280 MeV/nucléon) — dont l'origine est galactique — avec les abondances moyennes dans le système solaire. Dans les deux distributions, on observe les pics correspondant aux produits finals de la nucléosynthèse, mais la répartition des éléments dans le rayonnement cosmique présente deux différences importantes avec celle du système solaire :

- Une surabondance marquée de produits de spallation (lithium, béryllium, bore et éléments de masse un peu inférieure au fer), qui nous renseigne sur la propagation dans le milieu galactique.
- Une sous-abondance de l'hydrogène et de l'hélium.

Pour interpréter ces données, un modèle de propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie est nécessaire. Le plus simple est le modèle «de la boîte perméable» (*leaky box model*), schématisé sur la figure 8. On assimile la Galaxie à une boîte; on se donne sa forme et la répartition des sources et de la matière à l'intérieur. Les incessants changements de direction dus aux irrégularités magnétiques sont décrits par un coefficient de diffusion (comme un mouvement brownien) et, si la particule arrive aux limites de la boîte, on lui attribue une probabilité d'échappement qui dépend de son énergie (en fait de sa rigidité). Ce modèle peut évidemment être raffiné en distinguant deux régions: le disque et le halo galactique dont les densités et les coefficients de diffusion sont différents; en effet, le rayonnement synchrotron observé en radio signale la présence d'électrons de haute énergie en dehors du disque proprement dit. Bien que ces modèles comportent beaucoup de paramètres, ils conduisent tous aux conclusions suivantes :

- L'abondance des produits de spallation (Li, Be, B, etc.) permet de chiffrer l'épaisseur moyenne de matière traversée de la source à la Terre entre 5 et 10 g/cm². Comme la densité moyenne dans le disque galactique est de l'ordre de 1 proton par cm³, cela conduit à une distance parcourue de l'ordre de 1 à 2 Mpc, nettement supérieure aux dimensions galactiques, mettant ainsi en évidence la nature «brownienne» du parcours et confirmant le processus de diffusion.
- Les spectres des produits de spallation sont plus pentus que ceux des produits de nucléosynthèse. On en déduit que l'épaisseur moyenne traversée dépend de la rigidité R (rapport énergie/charge électrique) de la particule, selon $R^{-0,6}$; les particules de plus haute énergie sont en effet moins confinées par les champs magnétiques galactiques.

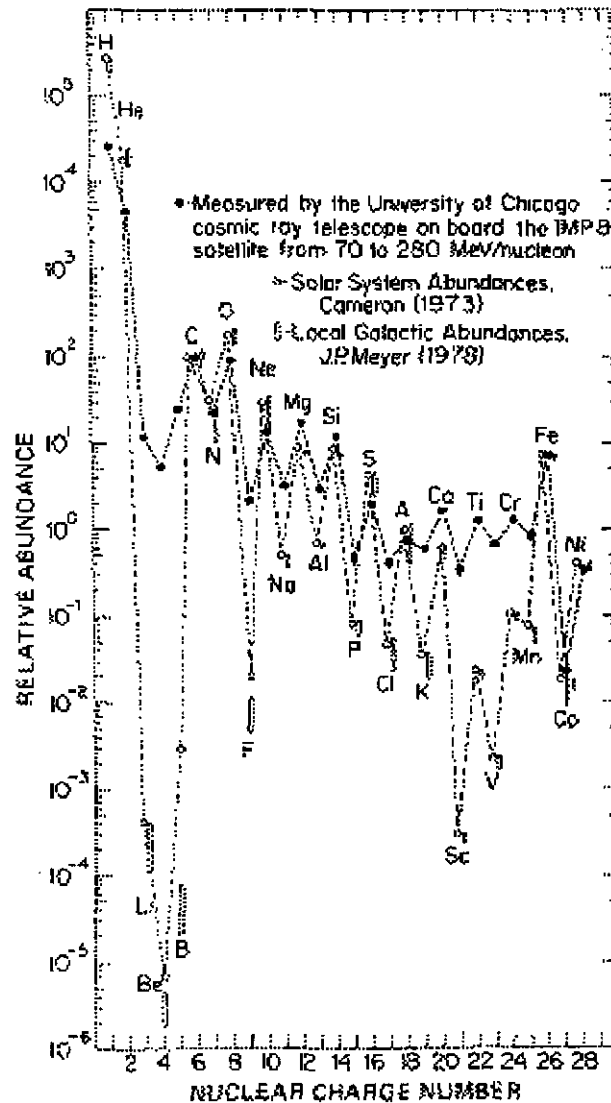


FIG. 7 – Comparaison des abondances des éléments dans les rayons cosmiques galactiques (trait plein) et des abondances dans le système solaire (pointillés). L'abondance relative est normalisée à la valeur 100 pour le carbone.

- Les produits de spallation *radioactifs*, tels que ^{10}Be (dont le temps de vie moyen est de $3,9 \times 10^6$ ans) permettent d'estimer, par comparaison avec leurs isotopes stables, le **temps moyen de résidence** dans la Galaxie (soit τ_e). Les modèles donnent des valeurs de $\tau_e \sim 10^7$ ans, ce qui montre, compte-tenu de l'épaisseur moyenne traversée indiquée plus haut, que la densité moyenne du milieu parcouru est plutôt de 0,2 proton par cm^3 . De cette valeur, plus faible que la densité du disque, on déduit que les rayons cosmiques passent une partie de leur temps dans le halo.

Quand on a corrigé les effets de propagation, on obtient la composition du rayonnement cosmique à la **source**. A son tour, celle-ci peut être comparée à celle du système solaire. Sur la figure 9 on vérifie que le rapport (hydrogène ou hélium)/(éléments lourds) est plus faible dans le rayonnement cosmique que dans le système solaire. De plus, on sait depuis longtemps que les différences entre les deux compositions tiennent à des propriétés

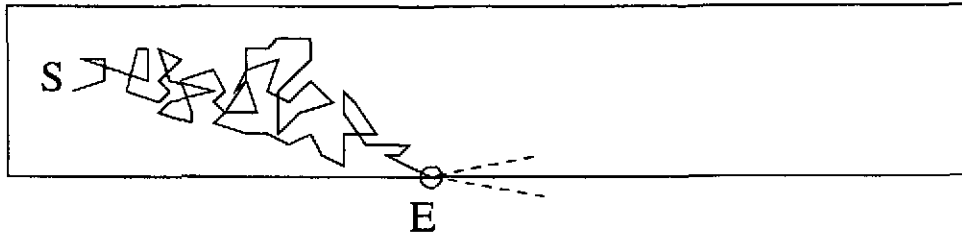


FIG. 8 – Modèle de la boîte perméable. La particule cosmique issue de la source S diffuse dans la boîte; sur le bord en E , on lui attribue une probabilité d'échappement qui dépend de sa rigidité.

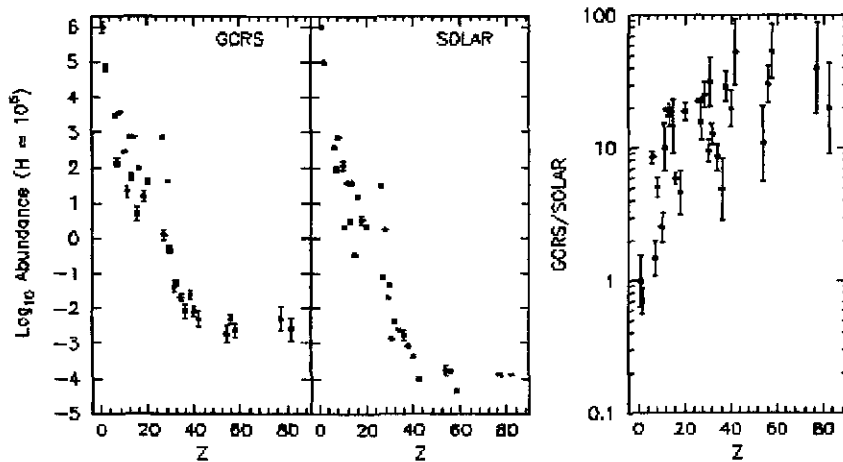


FIG. 9 – Les deux figures de gauche représentent les abondances relatives (normalisées à la valeur 10^6 pour l'hydrogène) des éléments pour (a) les rayons cosmiques à leur source (GCRS = Galactic Cosmic Ray Source); (b) le système solaire, en fonction de la charge Z . La figure de droite donne le rapport de ces abondances en fonction de Z .

atomiques ou moléculaires plus qu'à des caractéristiques nucléaires, ce qui met en cause les processus d'injection dans la zone accélératrice. Il semble aujourd'hui que la propriété déterminante soit la volatilité plutôt que le premier potentiel d'ionisation[12], les éléments non volatils étant renforcés dans le rayonnement cosmique. On peut penser que ces éléments se trouvent avant accélération sous forme de grains, à la différence des autres qui sont en phase gazeuse. Nous verrons plus loin (section 2.3) qu'une onde de choc forte, comme celle provoquée dans le milieu interstellaire par une supernova est un site accélératrice. Dans ce contexte, L. O'C. Drury, J.-P. Meyer et D. Ellison[13] pensent que les grains ionisés pourraient subir une préaccélération jusqu'à 0,1 MeV/nucléon (malgré un rapport masse/charge de l'ordre de 10^8). Leur désintégration ultérieure par des collisions dans le gaz, produirait des ions déjà énergétiques dont l'accélération par l'onde de choc de supernova serait alors plus efficace.

2.2 Grandes gerbes atmosphériques

Quand les flux sont trop faibles pour être détectés par les expériences précédentes, on utilise l'atmosphère terrestre comme un calorimètre : la particule primaire y interagit puis y développe une cascade de particules secondaires. La présence de la gerbe est révélée au

sol, soit par les particules chargées ou les γ secondaires arrivant jusque là, soit par les photons visibles ou UV émis à toutes les altitudes par effet Tcherenkov ou du fait de la fluorescence de l'azote. Dans tous les cas, l'installation au sol doit disposer d'une surface efficace de détection (qui dépend de la nature et de la disposition des instruments et de la stratégie de déclenchement) adaptée au flux primaire dans le domaine d'énergie exploré (quelques 10^4 m² pour la région du genou mais quelques 100 km² pour celle de la cheville). Dans une gerbe engendrée par la collision d'un proton ou d'un noyau cosmique sur un noyau d'oxygène ou d'azote, on distingue les composantes suivantes:

- La composante hadronique, constituée de fragments nucléaires, de nucléons, de mésons π^\pm , K etc.
- La composante électromagnétique (γ , e^\pm), alimentée par la précédente à partir des désintégrations radiatives, principalement $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.
- La composante muonique, alimentée principalement par les désintégrations des mésons π^\pm et K^\pm . Les muons les plus énergétiques peuvent pénétrer à de grandes profondeurs en sous-sol ou sous la mer.
- Les photons visibles ou UV (effet Tcherenkov ou fluorescence de l'azote) émis par les particules chargées ultra-relativistes (e^\pm surtout) sont souvent considérés comme une autre composante pénétrante puisqu'ils atteignent le plus souvent le sol.

Pour être complet, il faut aussi mentionner les neutrinos atmosphériques étudiés dans les gros détecteurs souterrains comme Super-Kamiokande et qui constituent un fond gênant pour l'astronomie des neutrinos.

2.2.1 Observables et détecteurs au sol

L'étude d'une grande gerbe atmosphérique met en œuvre deux types de détecteurs complémentaires et l'idéal (rarement réalisé en pratique) est de les associer sur un même site :

- **Les détecteurs de particules chargées ou de γ secondaires atteignant le sol.** L'altitude du site doit alors être choisie en fonction de la gamme d'énergie visée, de manière à maximiser le nombre de ces particules au sol. Les détecteurs permettent de séparer les composantes électronique, hadronique et muonique par leur pouvoir de pénétration. Les instruments sont disposés régulièrement pour échantillonner les densités d'électrons et de muons dont ils mesurent aussi les temps d'arrivée. On peut se représenter le «front» de particules secondaires comme une «galette» perpendiculaire à l'axe de la gerbe et atteignant les détecteurs à des instants différents (figure 10, partie droite); ces décalages temporels permettent de reconstruire la direction initiale à quelques degrés près, la précision étant limitée par l'épaisseur intrinsèque de la «galette». Outre cette mesure de direction, les observables, dans une telle installation, sont les distributions latérales respectives des électrons et des muons (plus rarement des hadrons résiduels), dont on tire, après correction d'échantillonnage, le nombre total d'électrons $N(e^\pm)$ (ou «taille» de la gerbe en électrons) et le nombre

total de muons $N(\mu^\pm)$ (ou «taille» de la gerbe en muons). Les grands réseaux de détecteurs au sol présentent l'avantage de fonctionner en permanence avec une grande efficacité, mais leur résolution angulaire est limitée et la mesure d'énergie très indirecte en raison des fortes fluctuations de «taille» à énergie donnée. Un exemple de réseau adapté aux gerbes de 100 à 10000 TeV (donc à la région du «genou») est celui de CASA-MIA à Dugway dans l'Utah (USA)[14]; il comporte, d'une part 1089 compteurs à scintillation (CASA), chacun recouvert par une longueur de radiation de plomb, et disposés sur une grille de 15 m de pas sur environ 0,23 km², et d'autre part 1024 autres compteurs enterrés sous 3 m de terre (MIA), balisant la même étendue et répartis en 16 groupes largement espacés; les stations de MIA fournissent la contribution des muons.

- **Les détecteurs optiques.**

La détection des photons visibles ou UV émis par les particules de la gerbe (figure 10 partie gauche) permet d'en reconstituer le profil longitudinal et fournit une information calorimétrique plus directe. De plus, la très faible dispersion temporelle du signal lumineux (< 3 ns) conduit à une résolution angulaire d'une fraction de degré. En revanche, le cycle utile de ces instruments est faible ($\sim 10\%$) car ils ne fonctionnent que par nuit de beau temps en l'absence de la lune. Il y a deux types de détecteurs de cette catégorie, chacun associé à un domaine d'énergie spécifique :

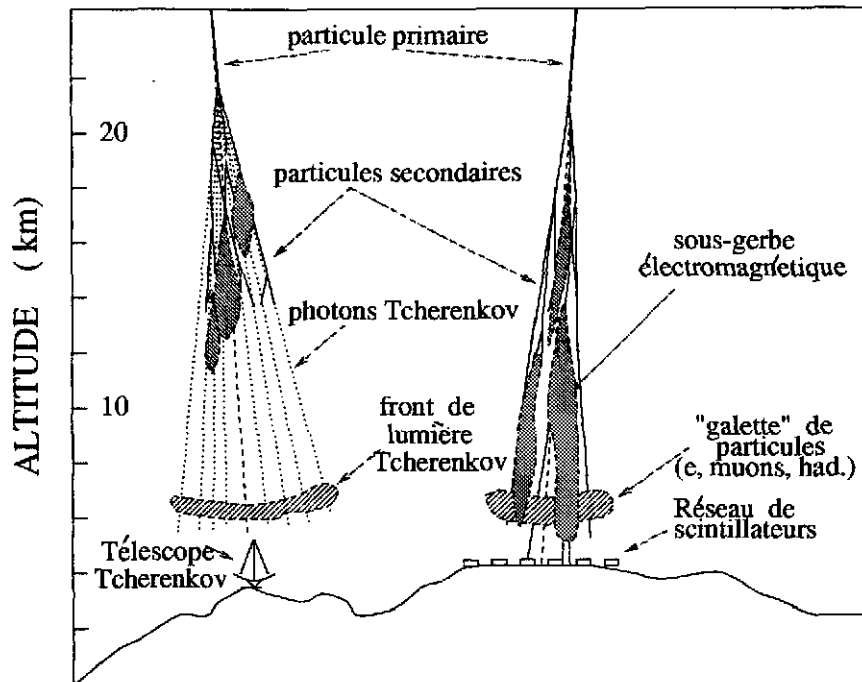


FIG. 10 – Détection de grandes gerbes : à gauche, télescope à lumière Tcherenkov; à droite, grand réseau de détecteurs de particules chargées au sol.

- *Les détecteurs à effet Tcherenkov atmosphérique.*

La lumière Tcherenkov est émise dans l'atmosphère par les particules chargées dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans l'air; le seuil d'émission et le demi-angle au sommet θ du cône de lumière Tcherenkov varie donc avec l'altitude. Au niveau de la mer, les seuils respectifs pour les électrons et les

muons valent 22 MeV et 4,5 GeV et θ est de l'ordre du degré. Cette lumière est donc émise dans des directions proches de l'axe de la gerbe et éclaire au sol une zone de 130 m de rayon environ à des altitudes situées entre 1000 et 2000 m. Un ou plusieurs télescopes situés dans cette zone concentrent la lumière captée par leur miroir dans le plan focal où sont placés les photodétecteurs. Nous décrivons plus en détail ces télescopes à propos de l'astronomie gamma à laquelle ils sont particulièrement adaptés. Dans l'étude des rayons cosmiques chargés où l'on ne sélectionne pas un champ de vue précis, les montures peuvent être fixes et les télescopes pointent alors au zénith. On peut utiliser ces appareillages de deux manières, soit comme échantillonneurs, soit comme imageurs. Dans le premier cas, l'instrument focal est un simple photomultiplicateur, mais on dispose d'un nombre important de stations balisant la zone éclairée et l'on mesure la distribution latérale de la lumière Tcherenkov; c'est le cas de l'expérience CASA-BLANCA[15] avec 144 stations sur le site de CASA-MIA dans l'Utah. Dans le second cas, on se contente d'un petit nombre de stations, mais on dispose pour chacune d'elles d'une caméra de quelques centaines de photomultiplicateurs permettant d'obtenir l'image de la gerbe en lumière Tcherenkov et de reconstruire son profil longitudinal; c'est le cas de l'expérience DICE[16] avec deux télescopes (également sur le site de CASA-MIA) dont les caméras couvrent un champ de $16^\circ \times 13,5^\circ$ avec 256 photomultiplicateurs.

– *Les détecteurs de fluorescence.*

Aux énergies «ultra-hautes» (supérieures à 10^{19} eV), on utilise la lumière de fluorescence de l'azote dont l'émission, isotrope (4 photons par e^\pm et par mètre de trajectoire à 1 Atmosphère), peut alors être détectée à plusieurs dizaines de kilomètres de distance; c'est pourquoi cette technique est bien adaptée à la recherche des très rares gerbes cosmiques d'énergies extrêmes (figure 2). L'installation se compose alors d'une série de petits télescopes surveillant différentes régions du ciel; le plan focal de chaque miroir est équipé d'une caméra comportant un grand nombre de photomultiplicateurs, chacun surveillant également une portion de ciel. Le ciel est ainsi découpé en petites zones, analogues aux facettes d'un œil de mouche, d'où le nom de «Fly's Eye» donné au premier détecteur de ce type, installé dans l'Utah dans les années 1980 et remplacé aujourd'hui par une version à haute résolution («HiRes Fly's Eye») [17]. Dans cette expérience, les télescopes sont répartis sur deux sites à quelques kilomètres l'un de l'autre, permettant ainsi l'observation stéréoscopique de la gerbe. Sur chaque site, les détecteurs couvrent toute la gamme azimuthale (2π), mais seulement les basses altitudes jusqu'à 16° de l'horizon. Chaque caméra couvre un champ de $16^\circ \times 16^\circ$ avec 256 photomultiplicateurs. Le profil longitudinal de la gerbe est alors directement observé.

2.2.2 Caractéristiques des grandes gerbes et méthodes expérimentales

Les expériences précédentes doivent, à partir des observables de chaque gerbe, estimer l'énergie E_0 de la particule primaire et, à défaut de l'identifier précisément, du moins donner une idée de sa masse. Les méthodes utilisées reposent évidemment sur les simulations détaillées des gerbes, mais les grandes lignes des phénomènes peuvent se décrire assez bien au moyen de formules semi-empiriques, souvent inspirées de la théorie analytique déve-

loppée par Rossi et Greisen en 1941 pour les gerbes électromagnétiques et dont un exposé récent est donné dans le livre de T. K. Gaisser[18]. Nous en rappelons d'abord les principaux résultats, puis nous discutons les complications relatives aux gerbes hadroniques; enfin, nous abordons le difficile problème de la nature des noyaux primaires.

• Gerbes électromagnétiques

Si, dans un premier temps, on se borne aux phénomènes de bremsstrahlung et de création de paire (en négligeant les pertes par ionisation), la longueur de radiation de l'air $X_0 = 36,7 \text{ g/cm}^2$ est la seule dimension caractéristique du problème. Soit X la profondeur de pénétration dans l'atmosphère (en g/cm^2) le long de l'axe de la gerbe; le nombre moyen d'électrons (e^\pm), soit \bar{N}_e , ne dépend que du rapport $t = X/X_0$. Tant que dominant le bremsstrahlung et la production de paires, $\bar{N}_e(t)$ croît avec t , mais les électrons individuels sont de moins en moins énergétiques. Les pertes d'énergie par ionisation deviennent dominantes quand l'énergie d'un électron tombe en-dessous de l'énergie «critique» E_c , (qui vaut 83 MeV dans l'air); l'électron est alors progressivement ralenti jusqu'à l'arrêt. A la phase initiale de développement de la gerbe, doit donc succéder une phase d'extinction. Par suite, $\bar{N}_e(t)$ passe par un maximum pour une profondeur $X_{max} = X_0 t_{max}$. La théorie analytique permet de justifier la formule semi-empirique suivante, dite «formule de Greisen» :

$$\bar{N}_e(t) = \frac{0,31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] ,$$

$$\text{avec } y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \text{ et } s = \frac{3t}{1+2t} .$$

La quantité s est appelée «âge» de la gerbe. On vérifie aisément que le nombre moyen d'électrons atteint sa valeur maximale pour $s = 1$, donc pour $t = t_{max} = y = \ln(E_0/E_c)$ ou pour :

$$X_{max} = X_0 \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) ,$$

et, qu'au stade de développement maximal $(\bar{N}_e)_{max}$ est essentiellement proportionnel à E_0 .

Toutefois $(\bar{N}_e)_{max}$ n'est qu'une valeur moyenne. A supposer qu'on puisse estimer expérimentalement le nombre effectif d'électrons au stade de développement maximal d'une gerbe, la mesure d'énergie sera affectée par les fluctuations de $N_e(t)$ qui sont de 3 sortes :

- (a) les fluctuations de la profondeur de la première interaction;
- (b) les fluctuations dans le développement de la gerbe;
- (c) les fluctuations inhérentes à la technique de détection.

Il est remarquable que, pour $t = t_{max}$, les fluctuations (a) s'annulent. En effet, si la particule primaire est un γ , sa longueur d'interaction est $\frac{9}{7}X_0$ et la profondeur t_1 de la première interaction suit la loi de probabilité :

$$P(t_1) = \frac{1}{\xi_0} \exp \left(-\frac{t_1}{\xi_0} \right) \text{ avec } \xi_0 = \frac{9}{7} ,$$

dont l'écart-type est $\sigma(t_1) = \xi_0 = \frac{9}{7}$. En différentiant la formule de Greisen ci-dessus, on en déduit :

$$\sigma(N_e(t)) \text{ (première interaction)} = \frac{9}{14}(s - 1 - 3 \ln s) ,$$

qui s'annule pour $s = 1$, c'est-à-dire au maximum de développement. On aboutit donc aux conclusions suivantes :

- Si l'on peut mesurer N_e **au maximum de développement**, on en minimise les fluctuations et on en déduit la meilleure estimation de E_0 .
- Si l'altitude de détection des électrons ne correspond pas au maximum, mais si l'on dispose d'une mesure de X_{max} **gerbe par gerbe** (par exemple en complétant l'installation par des «imageurs» Tcherenkov qui fournissent le profil longitudinal), la mesure de $N_e(t)$ (avec $t \neq t_{max}$) peut être corrigée de manière à minimiser les fluctuations de première interaction.
- Si, ce qui est le plus souvent le cas, on ne mesure que le nombre d'électrons au sol, à une profondeur $t \neq t_{max}$, la distribution latérale des électrons permet de connaître l'âge s de la gerbe ; il faut pour cela reconstruire le point où l'axe de la gerbe touche le sol (le « pied de gerbe »). Si r est la distance à l'axe mesurée perpendiculairement à ce dernier, la densité d'électrons est en effet de la forme :

$$\rho(r, t) = \frac{\bar{N}_e(t)}{r_M^2} f\left(s, \frac{r}{r_M}\right) ,$$

où r_M est le « rayon de Molière », qui vaut $9,3 \text{ g/cm}^2$ dans l'air. On montre qu'il existe une distance optimale au pied de gerbe (distance dépendant de l'appareillage qui échantillonne la densité d'électrons) minimisant les fluctuations de $\rho(r, t)$, qui, dès lors, apparaît comme le meilleur estimateur d'énergie.

• Gerbes hadroniques

La complexité des gerbes hadroniques oblige à recourir aux simulations pour en comprendre les propriétés. En effet, plusieurs longueurs caractéristiques entrent maintenant en jeu (longueur de radiation, longueurs d'interaction nucléaires $\lambda_N \sim 70$ à 80 g/cm^2 , longueurs de vol avant désintégration des particules instables); de plus, on observe de grandes fluctuations dans la multiplicité de particules issues de chaque collision; enfin, chaque désintégration radiative ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ le plus souvent) crée une sous-gerbe électromagnétique (figure 10). Les expériences auprès des accélérateurs et collisionneurs fournissent les bases de données pour ces simulations; celles-ci sont cependant affectées par des incertitudes sur plusieurs paramètres importants, notamment l'inélasticité (c'est-à-dire la fraction d'énergie qui n'est pas emportée par la particule dominante), variable très difficile à mesurer dans un collisionneur. De plus, nous avons ici affaire à des collisions noyau-noyau (et non $p - p$ ou $\bar{p} - p$) et à des énergies dans le centre de masse dépassant largement celles qui sont accessibles aux machines actuelles. Néanmoins, les simulations ont permis de dégager certaines ressemblances avec les cascades électromagnétiques et d'ajuster des formules empiriques (T.K. Gaisser, A.M. Hillas) qui, certes, ne remplacent pas une simulation

précise, mais donnent d'utiles ordres de grandeur. En particulier, deux des propriétés énoncées plus haut subsistent :

- Il existe une profondeur X_{max} où la gerbe atteint son développement maximal; X_{max} varie toujours logarithmiquement avec l'énergie et l'on peut écrire $X_{max} = X'_0 \ln(E_0/\varepsilon)$, les constantes X'_0 et ε étant maintenant ajustées à partir de la simulation.
- La mesure de X_{max} et de $N_e(t)$ **gerbe par gerbe** permet de se débarrasser des fluctuations de la première interaction.

Cette dernière propriété a été mise en œuvre dans la collaboration entre les expériences DICE (imageurs Tcherenkov) et CASA (réseau de scintillateurs au sol) sur le même site[19] et observant donc les mêmes gerbes: la première permet, grâce aux images en lumière Tcherenkov, d'accéder au développement longitudinal de la gerbe et d'en déduire E_0 et X_{max} ; la seconde mesure la «taille» N_e au sol. La figure 11 montre la variation de la taille moyenne \bar{N}_e avec X_{max} pour plusieurs valeurs de E_0 , de même que la prédiction de la formule empirique de Gaisser-Hillas[20] déduite des simulations. Le bon accord renforce la confiance tant dans la mesure de \bar{N}_e par CASA que dans celle de X_{max} par DICE.

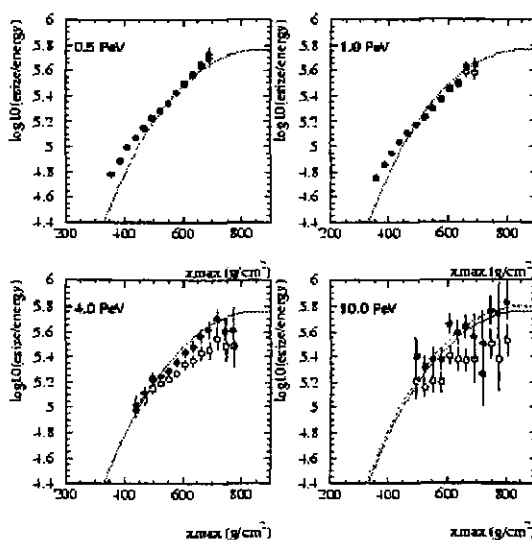


FIG. 11 – Logarithme du rapport \bar{N}_e/E_0 (taille \bar{N}_e mesurée par le réseau CASA et énergie E_0 déterminée par DICE) en fonction de la profondeur de développement maximal X_{max} mesurée par DICE. Les cercles vides correspondent à des tailles non corrigées pour les effets de saturation. La courbe reproduit la prédiction de la formule de Gaisser-Hillas déduite des simulations.

• Mesures de composition au-dessus de 100 TeV

Bien qu'il ne soit plus possible de déterminer la nature du noyau primaire gerbe par gerbe, certaines variables sensibles à la composition moyenne des rayons cosmiques peuvent indiquer les tendances générales de son évolution dans différents domaines d'énergie. Pour s'en rendre compte, on peut partir du modèle simple, dit «de superposition», dans lequel le noyau primaire d'énergie E_0 est assimilé à A nu-

cléons indépendants, chacun d'énergie E_0/A . Considérons alors les deux variables suivantes :

- *Taille muonique moyenne \bar{N}_μ à taille électronique N_e fixée*: en effet, à énergie E_0 donnée, un noyau produit plus de mésons (π^\pm, K^\pm) de basse énergie, donc se désintégrant plus facilement en muons. On s'attend donc à avoir plus de muons à nombre d'électrons donné.
- *X_{max} , profondeur de développement maximal*: en effet, à énergie E_0 donnée, la gerbe engendrée par un noyau interagit et se développe plus vite que celle qui est créée par un proton. Si, dans ce dernier cas, on a $X_{max} = X'_0 \ln(E_0/\varepsilon)$ selon la formule vue plus haut, pour un mélange comportant les noyaux de masse A_i en proportion w_i , on aura :

$$\bar{X}_{max} = X'_0 \sum_i w_i \ln \left(\frac{E_0}{\varepsilon A_i} \right) ,$$

$$\text{soit } \bar{X}_{max} = X'_0 \left(\ln \frac{E_0}{\varepsilon} - \langle \ln A \rangle \right) .$$

La formule précédente ne doit pas être prise à la lettre car elle découle d'un modèle simpliste; de plus, les détecteurs n'ont pas la même acceptation pour les différents noyaux à énergie donnée, ce qui biaise fortement les poids w_i . Néanmoins, on constate que la mesure de \bar{X}_{max} peut en principe conduire à une estimation de la valeur moyenne du logarithme de A .

2.2.3 Spectres et composition au-dessus de 100 TeV

Les diverses mesures du spectre des rayons cosmiques au-dessus de 100 TeV sont reportées sur la figure 1. Les changements d'indice spectral différentiel γ , au «genou» à environ 5 PeV (où γ passe de 2,7 à 3) et à la «cheville» à environ 4×10^{19} eV, sont maintenant bien confirmés. Depuis longtemps cependant, les mesures de composition aboutissent à des résultats controversés, notamment dans la région du genou du spectre. Ainsi, dans les expériences déjà citées, CASA-MIA[21] (à partir de \bar{N}_μ à N_e donné) et DICE[19] (à partir de X_{max}) aboutissent à des conclusions différentes. De même, l'expérience KASCADE[22] à Karlsruhe, qui détecte les électrons, les muons et les hadrons au sol et qui est bien adaptée à l'étude de la région du genou, obtient des valeurs de $\langle \ln A \rangle$ sensiblement différentes selon l'observable utilisée. La figure 12 présente une compilation récente de mesures de X_{max} due à T.K. Gaisser. Les points se placent bien entre les deux courbes qui indiquent les prédictions des simulations dans les cas extrêmes d'une population de protons et d'une population de noyaux de fer. La région du genou (10^{15} à 10^{16} eV) semble être le siège d'un comportement complexe (allègement suivi d'un alourdissement?) suggérant un changement de nature des sources dominantes. A plus haute énergie, la tendance est de nouveau à une composition plus légère au-delà de quelques 10^{18} eV. L'interprétation de ces variations de composition, qui restent encore bien mal connues, est controversée: s'il est souvent admis que les rayons cosmiques d'énergie ultra-haute sont d'origine extragalactique (protons?), les avis divergent sur la région du genou, où une composante extragalactique n'est pas exclue.

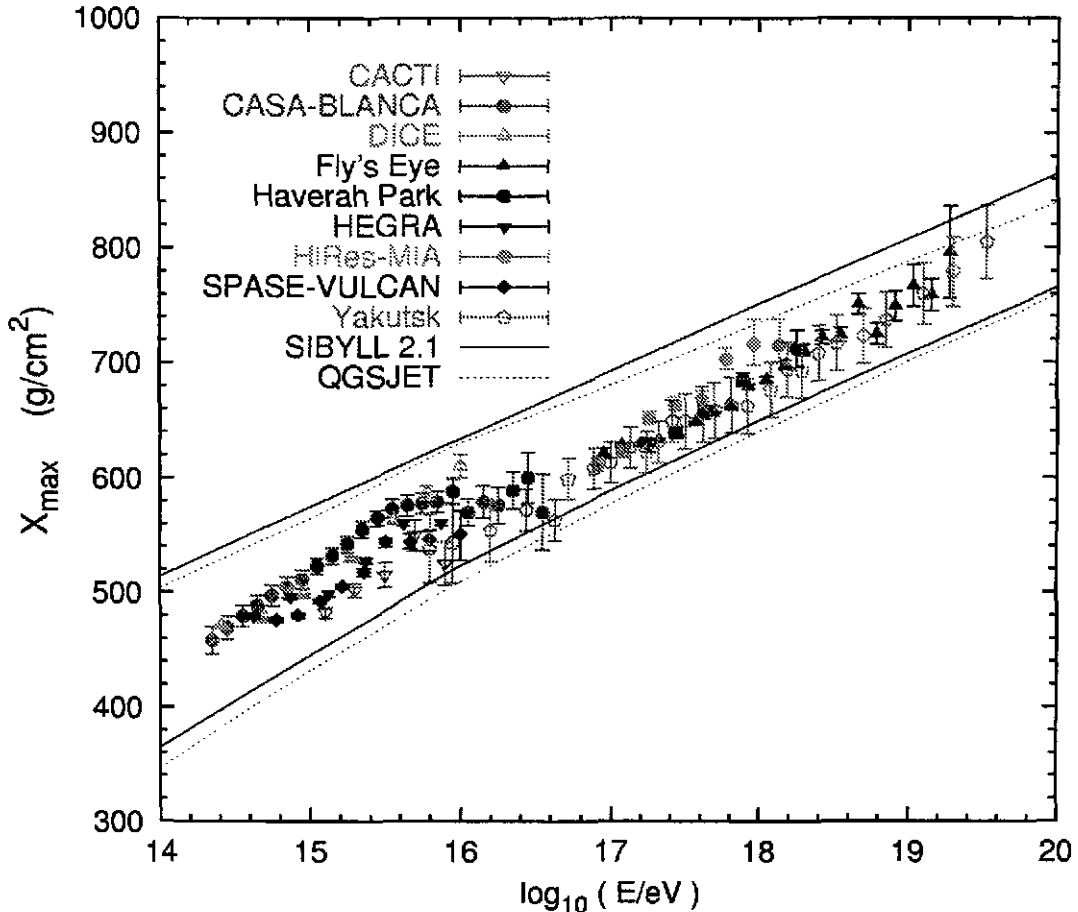


FIG. 12 – Profondeur moyenne de développement maximal des gerbes \bar{X}_{max} (en $g\ cm^{-2}$) en fonction de l'énergie E (d'après une compilation récente de T.K. Gaisser; communication privée). La courbe supérieure en trait plein indique la prédiction des simulations pour une population de protons et la courbe inférieure indique la prédiction pour une population de noyaux de fer. Les courbes en pointillés concernent un autre modèle de production de jets hadroniques; la différence entre les courbes en trait plein et leurs homologues en pointillés donne une idée de l'incertitude théorique affectant les simulations.

2.3 Aperçu sur les mécanismes d'accélération

Avant d'aborder les astronomies γ et neutrino qui nous permettent d'accéder directement aux sources de rayons cosmiques, il est nécessaire de dire quelques mots des mécanismes d'accélération des particules chargées dans les milieux astrophysiques. Certains objets comme les pulsars, dont les champs magnétiques atteignent 10^8 T et qui ont des périodes de rotation de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes, peuvent en principe développer des différences de potentiel de l'ordre de 10^{18} V entre pôles et équateur. Les pulsars sont donc de bons candidats pour l'accélération *directe* de particules, quoique le champ électrique soit en fait profondément modifié par la présence d'un plasma conducteur dans la magnétosphère. De manière plus générale, les plasmas astrophysiques sont le siège de processus répétitifs qui accélèrent progressivement les particules chargées à des énergies supra-thermiques en leur conférant un spectre final en loi de puissance. Les principes de base de ces mécanismes ont été développés par Fermi, mais leur version

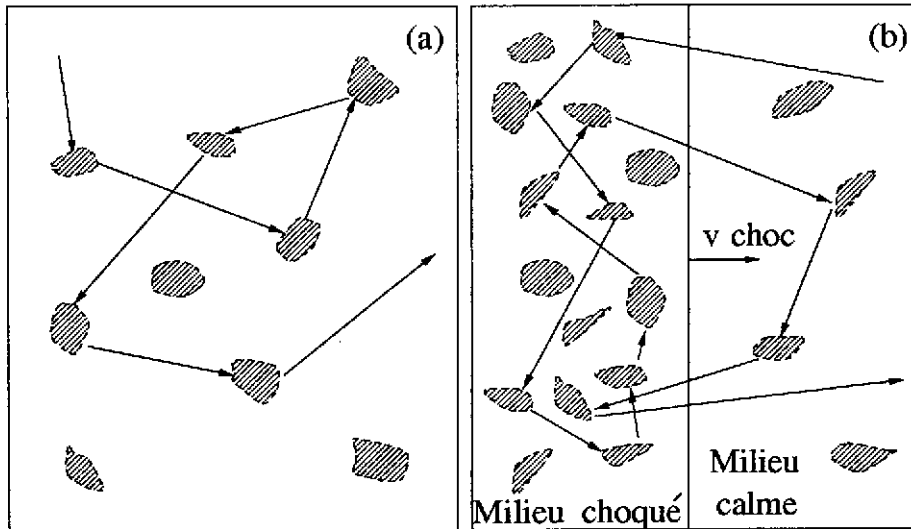


FIG. 13 – Mécanismes d'accélération dans les plasmas astrophysiques : (a) Accélération stochastique ou mécanisme de Fermi du second ordre. (b) Accélération par onde de choc ou mécanisme de Fermi du premier ordre .

moderne ne met pas en jeu les mêmes conditions astrophysiques que dans les articles originaux de Fermi. Nous nous bornons ici à des explications qualitatives simples dans le but d'éclairer les discussions ultérieures. Rappelons d'abord quelques propriétés des plasmas astrophysiques :

- Dans un plasma très conducteur, les lignes de champ magnétique se déplacent avec les éléments de fluide; en effet, dans le repère local lié au fluide, le champ électrique doit rester nul pour une conductivité infinie. On dit que les lignes de champ sont «gelées» dans le fluide.
- Ces lignes de champ confèrent une certaine rigidité au fluide et peuvent vibrer transversalement comme des cordes. Les ondes associées sont appelées «ondes d'Alfvén» et leur vitesse est donnée en fonction de l'induction B et de la densité ρ de la partie ionisée du gaz par la formule :

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \simeq 10^{-4} \text{ à } 10^{-2} c .$$

- La présence de particules de haute énergie dans le milieu est génératrice d'ondes d'Alfvén, superposant ainsi au champ magnétique initial des perturbations à différentes échelles.
- Réciproquement, ces irrégularités magnétiques jouent le rôle de centres diffuseurs pour les particules si leur échelle est de l'ordre du rayon de gyration de ces dernières dans le champ magnétique non perturbé.

On distingue deux mécanismes d'accélération dans les plasmas :

- **L'accélération stochastique**

Au cours de ses multiples diffusions sur les perturbations d'Alfvén (figure 13a), la

particule gagne en moyenne plus d'énergie qu'elle n'en perd. Un calcul cinématique simple permet de s'en rendre compte[23], la propriété essentielle étant que, dans le repère d'un centre diffuseur, la particule garde la même énergie puisque les forces magnétiques ne travaillent pas. Le gain relatif moyen ($\Delta E/E$) par diffusion est faible car il est proportionnel à $(v/c)^2$, v étant la vitesse du centre diffuseur, d'où le nom de mécanisme de Fermi du second ordre souvent utilisé. En réalité, la quantité importante ici n'est pas tant la valeur moyenne du gain que sa forte dispersion, qui, elle, est proportionnelle à v/c . De ce fait, il est plus correct de se représenter le phénomène comme une diffusion *dans l'espace des impulsions p* , avec $\langle (\delta p)^2 \rangle = K p^2$, modélisée par une équation de Fokker-Planck.

- L'accélération par onde de choc en milieu diffusif

Si le plasma est parcouru par une onde de choc forte (comme l'onde de choc d'une supernova) (figure 13b), le milieu choqué se comporte comme un miroir magnétique. En effet, ce milieu est le siège de nombreuses perturbations d'Alfvén (dont la vitesse est faible par rapport à celle du fluide choqué); les collisions d'une particule avec ces centres diffuseurs sont élastiques *dans le repère du fluide choqué* et, quand la particule revient dans le milieu calme, elle a acquis un surcroît d'énergie, tout comme une balle qui rebondit sur une raquette avançant à grande vitesse. Le milieu calme comporte néanmoins, lui aussi, des perturbations d'Alfvén (bien qu'en moindre quantité) qui peuvent renvoyer la particule vers le milieu choqué pour un nouveau cycle d'accélération. Le calcul cinématique[23] montre que le gain relatif moyen par cycle $\Delta E/E$ est proportionnel au rapport v_{choc}/c , où v_{choc} est la vitesse de l'onde de choc par rapport au milieu calme, d'où le nom de mécanisme de Fermi du premier ordre. Ici, la dispersion du gain par cycle est aussi proportionnelle à v_{choc}/c et la fluctuation relative du gain au bout d'un grand nombre n de cycles est réduite en raison de \sqrt{n} . Il est alors facile, en raisonnant sur le seul gain moyen, de démontrer qu'on aboutit à un spectre en loi de puissance dont l'indice spectral différentiel est donné par la formule :

$$\gamma = 2 + \frac{4}{M^2} ,$$

où M est le nombre de Mach du choc, qui, en pratique, est grand devant l'unité. De ce fait, on prédit que les spectres à la source ont un indice spectral proche de 2. Compte-tenu de l'effet d'échappement de la Galaxie qui varie comme $E^{-0,6}$ (voir section 2.1.3), on explique la valeur de l'indice spectral des rayons cosmiques galactiques à l'arrivée sur Terre, soit 2,7.

La séparation entre les contributions respectives des deux mécanismes précédents n'est pas nette: ainsi, dans le cas d'une onde de choc, l'accélération stochastique joue aussi son rôle dans chacun des milieux; certes, le gain moyen qu'elle occasionne à chaque diffusion est faible, mais il y a beaucoup plus de diffusions que d'allers-retours à travers le front de choc. Par ailleurs, les descriptions simples données en référence[23] négligent la rétroaction des particules sur l'onde de choc; celle-ci est loin d'être négligeable car la pression due aux particules de haute énergie est comparable à celle du fluide et à la pression magnétique. Enfin, les considérations précédentes n'ont pas mentionné les pertes d'énergie subies par les particules au cours des différents processus. Si ces pertes sont proportionnelles à l'énergie E , leur seul effet est de réduire le gain relatif moyen et les résultats précédents restent

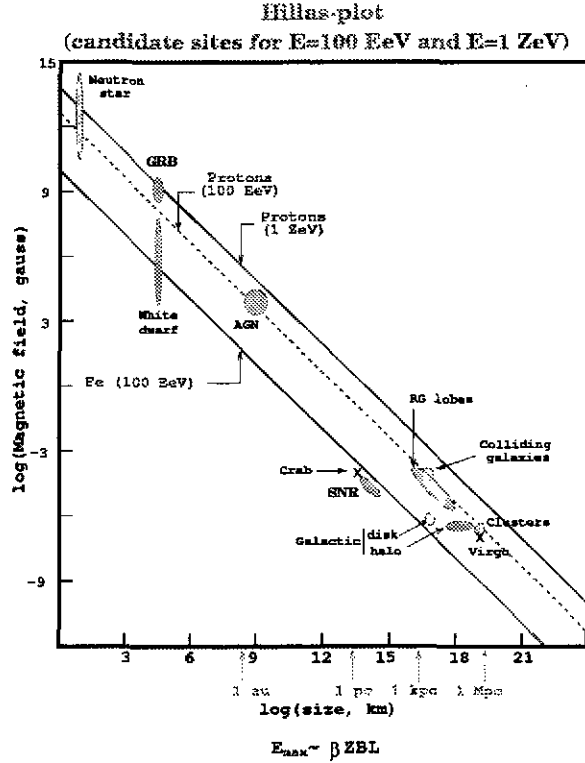


FIG. 14 – Diagramme $\{B, R\}$ ou diagramme de Hillas. Les droites correspondent à la condition nécessaire pour atteindre respectivement 10^{20} eV (100 EeV) et 10^{21} eV (1 ZeV) pour des protons et des noyaux de fer. Les objets représentés en-dessous de ces droites ne peuvent accélérer les particules au-delà de l'énergie correspondante.

valables. Dans le cas des électrons cependant, les pertes par rayonnement synchrotron ou par effet Compton inverse⁶ varient comme E^2 et on n'attend pas un spectre en loi de puissance, mais plutôt une distribution en «pile-up» de la forme $E^2 \exp(-E/E_0)$.

Les mécanismes de Fermi s'appliquent bien aux ondes de choc des résidus de supernovæ. Ils conduisent effectivement à un spectre en loi de puissance dont l'indice spectral, compte-tenu des effets de propagation, est proche de la valeur observée. Les résidus de supernovæ sont a priori les meilleurs sites candidats pour l'accélération des rayons cosmiques galactiques en raison d'un bilan énergétique satisfaisant : la puissance nécessaire pour maintenir le flux de rayons cosmiques dans notre Galaxie correspond à environ 10% de l'énergie mécanique des supernovæ qui y explosent. Toutefois, la durée de vie de l'onde de choc limite l'énergie maximale des particules à quelques 100 TeV[24]. Quelles sont donc les sources susceptibles d'accélérer les particules aux plus hautes énergies? Une condition nécessaire (mais qui est loin d'être suffisante) est que le rayon de gyration dans le champ magnétique moyen local B soit inférieur à la taille de la région accélératrice R , afin que la particule y reste suffisamment longtemps. L'énergie maximale théorique — on n'a pas tenu compte

6. Il s'agit de l'effet Compton habituel avec une cinématique inverse de celle de la physique nucléaire : l'électron initial transfère son énergie à un photon mou (radio, optique ou X) et le propulse dans le domaine γ .

des pertes, de la durée de vie de l'onde de choc etc. — est donnée par :

$$E_{max} \simeq ZecBR \simeq 10^{21} eV Z \left(\frac{B}{1 \text{ Gauss}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ pc}} \right) .$$

A. M. Hillas[25] a représenté dans un diagramme $\{B, R\}$ (figure 14) différents objets astrophysiques susceptibles d'accélérer les rayons cosmiques. Très peu de ces objets permettent d'atteindre les énergies ultra-hautes et, quand on tient compte des autres contraintes, on ne trouve pas de candidat satisfaisant. Toutefois, les limites précédentes supposent implicitement une source au repos (ou de faible vitesse) par rapport à l'observateur. Nous verrons plus loin qu'il existe des mouvements de plasma relativistes, caractérisés par des facteurs de Lorentz Γ importants : quelques unités (jets des microquasars), quelques dizaines (jets de certains noyaux actifs de galaxie, les blazars) et jusqu'à quelques centaines (sursauts gamma). Quand le mouvement de la source relativiste est dirigé vers l'observateur, la formule donnant E_{max} doit être modifiée en incluant le facteur Γ . C'est pourquoi les noyaux actifs de galaxie et les sursauts gamma restent les meilleurs sites envisageables pour l'accélération des rayons cosmiques d'énergies extrêmes. On peut bien sûr envisager que ces derniers proviennent de la désintégration ou de l'annihilation de vestiges cosmologiques, particules massives ou défauts topologiques, mais dans ce cours, nous nous bornerons aux sources astrophysiques.

En conclusion de cette partie, les rayons cosmiques chargés fournissent des informations fragmentaires et souvent indirectes sur leurs sources, tout particulièrement aux énergies les plus hautes. L'essor de l'astronomie gamma dans les 10 dernières années a cependant permis de confirmer le rôle de plusieurs objets astrophysiques.

3 Astronomie Gamma de haute énergie : expériences et méthodes

3.1 Généralités

L'astronomie des photons d'énergies supérieures à 100 keV est globalement désignée sous le nom d'astronomie gamma. La borne inférieure est conventionnelle car la détection des γ mous et des rayons X durs relève des mêmes techniques. Quant à la borne supérieure, on peut la fixer provisoirement autour de quelques dizaines de TeV, énergies maximales des photons γ actuellement détectés et *identifiés*. Par ailleurs, nous verrons qu'entre 100 et 1000 TeV, l'absorption des γ par le rayonnement cosmologique dans le domaine des micro-ondes empêche toute observation extragalactique. Enfin, aux énergies plus élevées on ne dispose plus de technique fiable pour identifier les γ parmi les rayons cosmiques. Même en se limitant à l'intervalle 100 keV-100 TeV, le domaine «Gamma» couvre 9 ordres de grandeur en énergie (figure 15), soit un peu moins que tout le reste de l'Astronomie, des ondes radio jusqu'aux rayons X durs (11 ordres de grandeur). Les enjeux physiques de cet immense domaine sont considérables : les photons gamma, «messagers» neutres et stables, apportent des réponses au problème de l'origine des rayons cosmiques; de plus, ils nous révèlent directement les phénomènes les plus violents de l'Astrophysique (ondes de choc de supernovæ, environnements d'une étoile à neutrons, d'un trou noir stellaire ou d'un noyau actif de galaxie).

eV:	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	10^0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5
Hz:	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}
m		mm		μm				nm		
	Radio	Millimétrique	Infra-rouge	Op.	Ultra-vt.			Rayons X		

eV:	10^6	10^7	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}
	MeV		GeV			TeV				PeV
γ	SATELLITES GAMMA			DETECTEURS AU SOL						
	Basses énergies		Hautes énergies		Très hautes énergies					

FIG. 15 - Différents domaines d'énergie de photons en Astrophysique

Comme dans le cas des rayons cosmiques chargés, les techniques de détection varient considérablement selon la gamme d'énergie. Jusqu'à quelques dizaines de GeV, les données viennent de satellites. Dans ces expériences, on distingue un domaine de «basse énergie» (jusqu'à quelques dizaines de MeV) où la détection repose sur l'effet photo-électrique ou l'effet Compton, et un domaine de «haute énergie» où le γ est converti en paires e^+e^- qu'on observe dans une chambre à traces. Au-delà de 20 GeV, en raison de la rapide décroissance des flux de γ avec l'énergie, on est obligé d'utiliser des appareillages au sol qui offrent de très grandes surfaces effectives de détection. L'origine et l'énergie du γ sont alors reconstruites indirectement à partir de la grande gerbe de particules qu'il a produite dans l'atmosphère. C'est le domaine des «très hautes énergies», qui, pendant longtemps, n'a été accessible qu'au-delà de 250 GeV environ. Depuis peu, cependant, quelques expériences au sol ont atteint des seuils de l'ordre de 30 GeV. La figure 16 donne un panorama des détecteurs actuels et futurs, tant dans le domaine spatial qu'au sol.

Quelle que soit la technique employée, l'astronomie gamma présente des caractéristiques spécifiques qui la distinguent du reste de l'Astronomie:

- **Des flux très faibles:** Les flux décroissent très vite avec l'énergie, souvent comme une loi de puissance dans de larges intervalles: $\frac{d\phi}{dE} \propto E^{-\gamma}$ où l'indice spectral différentiel γ est un peu supérieur à 2. De fait, les catalogues sont de moins en moins peuplés quand l'énergie augmente. Ainsi, en rayons X mous, le catalogue du satellite ROSAT contient 150000 sources; dans le domaine des γ de hautes énergies, le troisième catalogue d'EGRET fournit environ 300 sources ($E > 100$ MeV) et seulement 57 si l'on se restreint à plus de 1 GeV. Enfin, aux très hautes énergies, on n'a mis en évidence de façon sûre que 4 sources. Bien sûr, ces chiffres ne reflètent qu'une tendance générale car ils tiennent aussi largement aux sensibilités en flux des différents instruments et à la limitation des champs explorés.
- **L'absence de focalisation:** S'il est encore possible de focaliser les rayons X mous jusqu'à environ 10 keV, on entre au-delà dans le domaine de la physique corpusculaire où les processus sont essentiellement incohérents. La quasi-impossibilité⁷ de

7. Aux basses énergies, il existe toutefois un projet de «lentille»[26] dans laquelle les γ de la raie

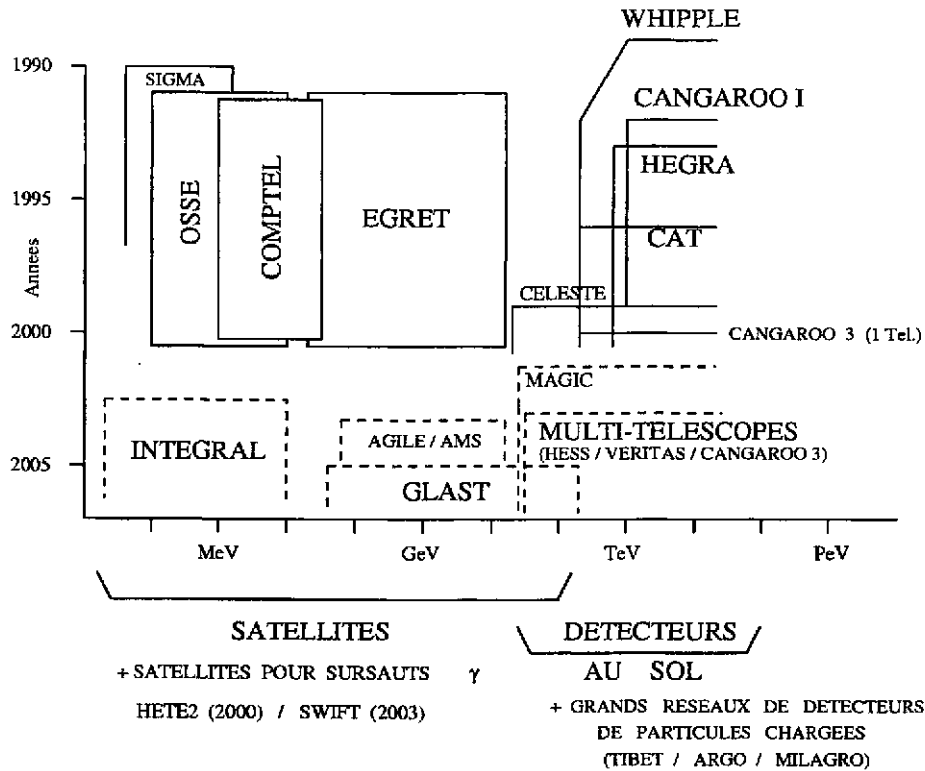


FIG. 16 – Les détecteurs actuels et futurs de l’astronomie gamma. On a indiqué la gamme d’énergie couverte par chaque expérience ou projet.

focaliser les γ a deux conséquences pour leur détection directe en satellite:

- La surface de collection des γ est au plus égale à celle du détecteur.
- La résolution angulaire est souvent médiocre, typiquement de l’ordre du degré. Aussi, est-il parfois difficile d’identifier sans ambiguïté une source γ avec une contrepartie radio, optique ou X.

Aux très hautes énergies, avec les détecteurs au sol, la situation est plus favorable, tant pour la surface effective de détection (quelques hectares) que pour la résolution angulaire ($\sim 0,1^\circ$), mais le bruit de fond des rayons cosmiques chargés constitue un handicap sérieux.

- **La variabilité des sources dans ce domaine:** Les phénomènes violents à l’origine des émissions γ sont souvent sporadiques ou variables, ce qui nécessite une surveillance aussi continue que possible et par suite un large champ de vue.

Les difficultés rencontrées dans l’étude des sursauts γ illustrent bien les handicaps précédents, notamment en matière de résolution angulaire. La percée instrumentale est venue en 1997 du satellite italo-hollandais «Beppo-SAX» qui, en détectant simultanément le sursaut GRB970228 en γ mous et en rayons X[27], a pu le localiser avec précision avec les X (résolution angulaire $\sim 3'$), ce qui a ultérieurement permis la découverte d’une contrepartie optique avec le télescope spatial «Hubble»[28].

d’annihilation à 511 keV seraient diffractés par un cristal.

Les instruments que nous allons passer en revue sont caractérisés par les principaux paramètres suivants:

- **La surface effective de détection:** Ce paramètre fixe le flux minimal détectable pour un temps d'observation raisonnable (typiquement une centaine d'heures).
- **La résolution angulaire:** Pour caractériser complètement la résolution angulaire (ou le pouvoir séparateur), il faut connaître la distribution de l'écart angulaire $\Delta\theta$ entre la direction réelle et la direction mesurée d'un γ , soit $\frac{dN}{d\Omega}(\Delta\theta)$.
- **La précision de localisation d'une source ponctuelle** qui dépend de la résolution angulaire, du nombre de photons détectés et du nombre d'événements de bruit de fond.
- **La résolution spectrale** $\frac{\Delta E}{E}$.
- **Le champ de vue.**

Dans ce cours, nous nous restreindrons aux énergies de γ supérieures à environ 200 MeV, c'est-à-dire au domaine des hautes et très hautes énergies. Dans ce domaine, les spectres sont continus⁸.

3.2 Expériences en satellites

3.2.1 Problèmes posés par les rayons cosmiques chargés

Le flux des rayons cosmiques chargés domine celui des rayons γ de plusieurs ordres de grandeur mais peut être pratiquement éliminé. En effet, dans un détecteur spatial, on dispose d'un «veto» ou d'un blindage «actif» permettant de rejeter efficacement les particules incidentes chargées et, même si le veto n'est pas totalement efficace au déclenchement, le détecteur révèle directement la trace incidente aux hautes énergies. Cependant, ces particules produisent aussi dans le satellite des γ secondaires qui constituent un bruit de fond résiduel: γ d'activation des matériaux du détecteur à basse énergie; γ de désintégration des mésons π^0 produits dans d'autres structures du satellite (couvertures thermiques ou anti-météorites). S'y ajoutent d'ailleurs les γ de l'albedo terrestre créés par les rayons cosmiques dans la haute atmosphère. Pour réduire ce bruit de fond autant que possible, il est important de choisir pour le satellite une orbite appropriée, en évitant les ceintures de radiation et en profitant du «bouclier» constitué par le champ magnétique terrestre qui élimine les particules de basse énergie. Pour bénéficier de cette «coupure géomagnétique», l'orbite doit être faiblement inclinée par rapport à l'équateur. C'est le cas pour le satellite Compton-GRO (inclinaison de 28,5°; orbite basse en-dessous des ceintures de radiations à 440 km d'altitude puis à 515 km). Ainsi ne subsistent que les protons d'énergie supérieure à 3 GeV, le maximum de leur distribution en énergie se situant à 12 GeV.

8. On gardera cependant en tête des processus «exotiques» susceptibles de produire une raie γ à très haute énergie; par exemple l'annihilation en deux γ de particules massives à interaction faible, éventuels constituants de la matière noire[29].

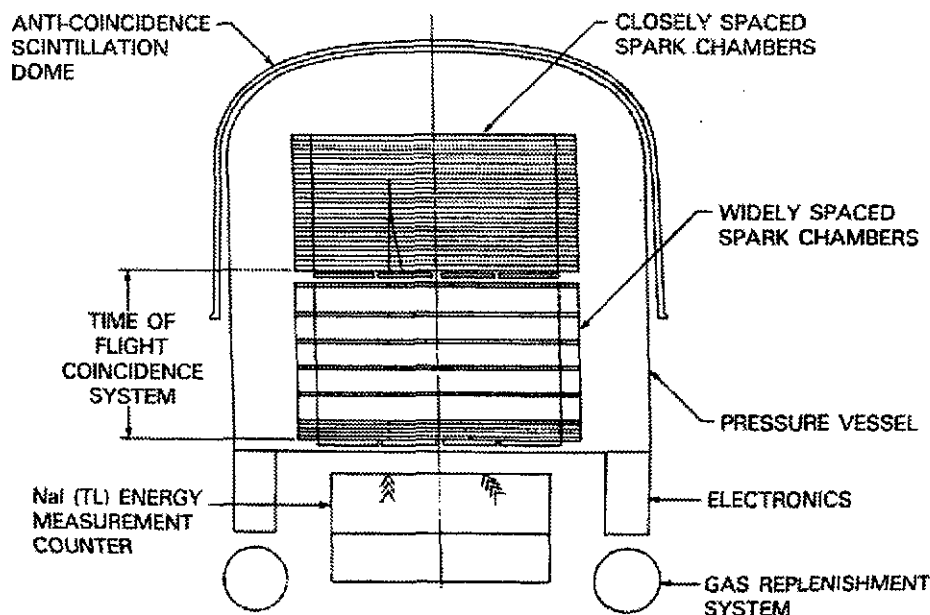


FIG. 17 - L'expérience EGRET.

3.2.2 De SAS-2 à EGRET

L'astronomie gamma des hautes énergies a commencé avec le satellite SAS-2 de la NASA qui n'a fonctionné que 6 mois en 1972 et 1973. Malgré sa courte durée de vie, il a permis de mesurer l'émission γ diffuse de notre Galaxie et le fond diffus extragalactique et de découvrir trois sources ponctuelles[30]: la nébuleuse du Crabe, Vela et un objet totalement inconnu à l'époque, baptisé ultérieurement «Geminga»[31]. De 1975 à 1982, le satellite COS-B de l'Agence Spatiale Européenne a mené une fructueuse campagne d'observations surtout concentrée sur le plan de notre Galaxie: émission γ diffuse de la Voie Lactée et sources ponctuelles. COS-B a fourni un catalogue de 25 sources[32] dont une seule, le quasar 3C273, était extragalactique. Le paysage a été complètement modifié par la mission spatiale Compton Gamma-Ray Observatory (Compton GRO) qui a duré de 1991 à Juin 2000. A bord de ce satellite, le domaine des hautes énergies était exploré par le détecteur EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope). Dans cette expérience, le bruit de fond résiduel induit par les rayons cosmiques chargés est très faible, bien inférieur à l'émission diffuse extragalactique, ce qui améliore considérablement la sensibilité en flux par rapport aux expériences antérieures. Le troisième catalogue d'EGRET contient près de 300 sources; mais surtout EGRET a permis de découvrir le «ciel γ » extragalactique en mettant en évidence près de 60 noyaux actifs de galaxies.

Les trois détecteurs (SAS-2, COS-B et EGRET) utilisent des techniques classiques de la physique des particules: une chambre à étincelles pour détecter les paires e^+e^- , un dispositif de mesure de temps de vol pour connaître le sens de parcours des particules et un calorimètre pour absorber l'énergie résiduelle de la cascade électromagnétique après traversée de la chambre à étincelles. Cependant, EGRET, de dimensions nettement plus importantes (1,65 m de diamètre et 2,25 m de haut), apporte des progrès notables tant en sensibilité qu'en résolution angulaire, tout en étendant la gamme d'énergie à quelques dizaines de GeV (tableau 1). Le schéma de principe d'EGRET[33] est indiqué sur la figure 17. Un compteur à scintillation, en forme de dôme, constitue le «veto» anti-cosmique. Les γ

INSTRUMENT	COS-B	EGRET 1,83 tonne	GLAST 2,7 tonnes
Domaine en énergie	0,05-5 GeV	0,02-30 GeV	0,01-300 GeV
Détection de traces e^+e^-	Ch. à étincelles Temps de vol	Ch. à étincelles Temps de vol	Sandwich convertisseur/ détecteurs au silicium
Calorimètre	Scint. CsI	Scint. NaI(Tl)	Scint. CsI et/ou cal. à fibres/W
Résolution angulaire	2° à 1 GeV	1,5° à 1 GeV	0,25° à 1 GeV
Localisation de la source	30'	5' à 10'	0,5' à 5'
$\Delta E/E$	40% à 150 MeV ~ 100% à 1 GeV	12% à 100 MeV 9% à 1 GeV	8% à 100 MeV 4,4% à 1 GeV
Champ de vue	0,12 π stérad.	0,20 π stérad.	> 2 stérad.
Surface efficace de détection	50 cm ² à 400 MeV	1200 cm ² à 1 GeV	8000 cm ² à 1 GeV
Flux minimal $E > 100$ MeV	$10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$5,4 \times 10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$1,5 \times 10^{-9} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Flux minimal $E > 1$ GeV	-	$1,2 \times 10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$1,5 \times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

TAB. 1 – Tableau comparatif des détecteurs de haute énergie COS-B et EGRET. Le flux minimal détectable avec un degré de confiance de 5σ est donné pour une couverture complète du ciel en 1 an. Le tableau indique aussi les performances envisagées pour le projet GLAST qui sera discuté plus loin dans le texte.

incidents se convertissent en paires e^+e^- dans les minces feuilles de tantale (d'épaisseur 90 μm , soit 0,02 longueurs de radiation) insérées entre les plans de détection faiblement espacés de la partie supérieure de la chambre à étincelles. Les plans de scintillateurs (segmentés 4×4) encadrant la partie inférieure de la chambre à étincelles (dont les plans sont plus espacés) servent au déclenchement et à la mesure de temps de vol. Enfin, un calorimètre à NaI (8,5 longueurs de radiation) mesure l'énergie résiduelle de la cascade après traversée de la chambre à étincelles.

3.2.3 L'analyse des données d'EGRET

Dans les données d'EGRET, le fond de γ produits par les interactions de rayons cosmiques chargés dans l'appareillage ou son proche environnement est négligeable, en tout cas très nettement inférieur au fond diffus d'origine extragalactique. Le principal problème d'analyse consiste à extraire du fond diffus de γ la contribution des sources «ponctuelles» (c'est-à-dire d'extension inférieure à la résolution angulaire). Ce fond diffus, principalement galactique, est en lui-même très intéressant car il provient des interactions des rayons cosmiques chargés dans le milieu interstellaire; il nous informe donc ainsi sur leur propagation dans la Galaxie. On travaille alors de manière itérative :

- Pour trouver les sources ponctuelles, on soustrait la contribution de l'émission diffuse en modélisant cette dernière[34]. Pour cela, on dispose de la répartition dans

la Galaxie de l'hydrogène atomique (raie à 21 cm) et de l'hydrogène moléculaire (en supposant que la molécule de CO (raie à 2,6 mm) en est un traceur); il faut aussi faire des hypothèses sur la densité et sur le spectre des rayons cosmiques en différentes régions de la Galaxie. Les contributions au fond diffus de γ proviennent des interactions des électrons (bremsstrahlung et effet Compton inverse) et des noyaux ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$).

- Pour tester le modèle d'émission diffuse, on soustrait la contribution des sources ponctuelles mises en évidence par l'étape précédente.

Le flux minimal décelable pour une source ponctuelle dépend donc de l'importance du fond diffus dans la zone explorée (tableau 2); la sensibilité est évidemment bien meilleure quand on sort du plan galactique. Pour ne pas trop dépendre des détails du modèle d'émission diffuse, on exige une signification statistique d'au moins 5σ pour inclure une source dans le catalogue. L'accumulation de la statistique est lente et la détection d'une source peut facilement prendre plusieurs semaines ou plus (tableau 3).

E (GeV)	Centre Galactique	Anticentre galactique	Hors du plan galactique $b > 45^\circ$
0,1	9000	2300	120
0,5	610	150	7
2	40	9	0,6
10	1,6	0,4	< 0,03

TAB. 2 - Nombre de γ du fond diffus détectés par EGRET pendant 2 semaines dans un intervalle d'énergie $[E - \Delta E/2, E + \Delta E/2]$ avec $\Delta E = E$. Dans la dernière colonne, b est la latitude galactique. Les chiffres sont tirés de la référence [33].

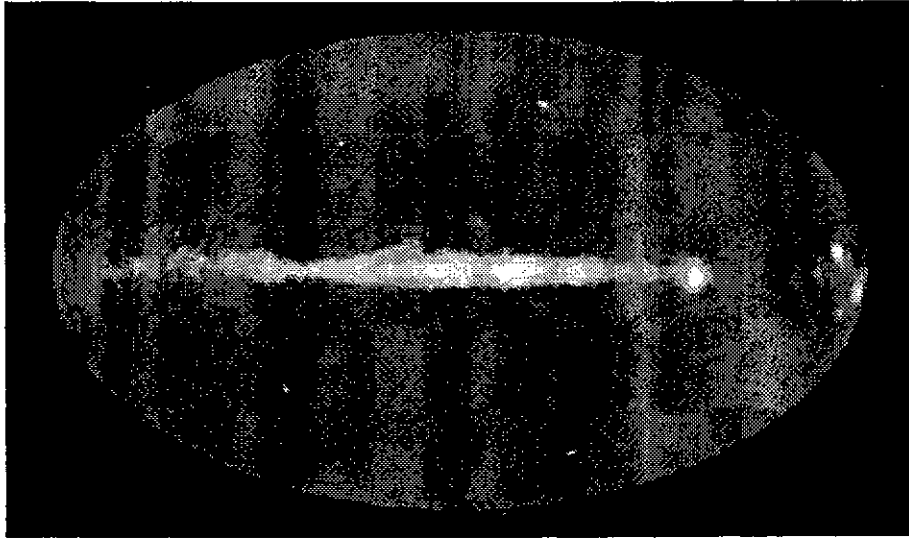
E (GeV)	Centre Galactique	Anticentre galactique	Hors du plan galactique $b > 45^\circ$
0,1	284	144	33
0,5	74	37	8
2	19	9	3
10	4	3	3

TAB. 3 - Nombres d'événements nécessaires pour détecter une source à 3σ en 2 semaines avec EGRET. Les intervalles d'énergie sont les mêmes que dans le tableau 2. Dans la dernière colonne, b est la latitude galactique. Les chiffres sont tirés de la référence [33].

Sur la carte du ciel vu par EGRET en coordonnées galactiques (figure 18), l'émission diffuse de la Galaxie apparaît très clairement. Après avoir soustrait la contribution des sources ponctuelles, on obtient le spectre en énergie de l'émission diffuse mesurée [35] qu'on compare aux prédictions du modèle [34] mentionné plus haut. Si l'accord est raisonnable jusqu'aux environs du GeV , l'origine de l'excès de γ observé à plus haute énergie n'est pas claire aujourd'hui: spectre plus dur de protons ou d'électrons cosmiques dans les régions centrales de la Galaxie [37] ou problème instrumental?

L'émission diffuse du Grand Nuage de Magellan, petite galaxie voisine de la nôtre a été également mesurée par EGRET. En revanche, on n'a pu donner qu'une borne supérieure pour l'émission du Petit Nuage de Magellan dans le même domaine d'énergie

EGRET All-Sky Gamma Ray Survey Above 100 MeV

FIG. 18 – *Le ciel vu par EGRET en coordonnées galactiques.*

($\phi < 0,5 \times 10^{-7} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à 95% de confiance[36]). Ce résultat est intéressant car il rend peu vraisemblable l'hypothèse d'une origine extragalactique des rayons cosmiques qui conduirait à un flux observable ($2,4 \times 10^{-7} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) incompatible avec la borne précédente. Si, au contraire, l'origine des rayons cosmiques est locale, on s'attend à une densité de ces particules dans le Petit Nuage de Magellan bien inférieure à celle qu'on observe dans la Voie Lactée. Cette prédiction repose sur l'étude du rayonnement synchrotron qui permet d'estimer le champ magnétique dans cette petite galaxie qui semble en voie de dislocation.

3.3 Détecteurs au sol

Le domaine des très hautes énergies relève, pour l'expérimentateur, d'une problématique très différente de celle que nous venons de voir :

- Pour faire face aux flux très faibles, on procède comme dans l'étude des rayons cosmiques chargés de très haute énergie en utilisant l'atmosphère comme un calorimètre (de 20 à 28 longueurs de radiation) pour détecter les grandes gerbes électromagnétiques produites par les γ incidents (voir section 2.2.1).
- On est alors confronté à un second défi, autrement plus difficile à relever: les grandes gerbes atmosphériques ainsi détectées sont, en très grande majorité, produites par des rayons cosmiques chargés. Les électrons cosmiques, dont le spectre différentiel en énergie décroît en $E^{-3,3}$, ne sont vraiment gênants qu'en-dessous de 100 GeV. Les protons et noyaux cosmiques, dont le spectre différentiel varie comme $E^{-2,7}$ dans le domaine qui nous intéresse constituent l'essentiel du bruit de fond. Il a fallu attendre la fin des années 1980 pour disposer de détecteurs capables de diminuer ce fond d'au moins 2 ordres de grandeur et d'accéder ainsi aux premiers signaux de γ de très haute énergie; la longue suite d'efforts en instrumentation aboutissant à ces premiers résultats est résumée dans la référence[38].

A ce jour, seuls les télescopes à effet Tcherenkov ont pu relever efficacement les défis précédents. En particulier ils fournissent des facteurs de rejet élevés pour les gerbes hadroniques (tableau 4) tout en maintenant une efficacité de sélection ε_γ raisonnable pour les événements dus aux γ . Par ailleurs, leurs caractéristiques sont souvent à l'opposé de celles des expériences en satellite:

- Ils disposent d'emblée de surfaces effectives de détection de l'ordre de quelques hectares: c'est la dimension typique de la tache de lumière Tcherenkov au sol aux altitudes courantes⁹.
- Les taux de γ détectés peuvent être très supérieurs à ceux d'EGRET. Ainsi des télescopes comme celui de l'Observatoire Whipple[41] aux Etats-Unis (Arizona) ou celui de CAT[43] en France (Pyrénées Orientales) (figure 19) identifient environ 100 à 120 γ par heure en provenance de la nébuleuse du Crabe.
- En revanche, les télescopes à effet Tcherenkov atmosphérique ne disposent que de faibles champs de vue (3° à 5°); de ce fait, avec un tel instrument, on doit faire le choix d'une source à surveiller et la suivre constamment. De plus, ces appareils ont un faible cycle utile car ils ne fonctionnent que la nuit, par beau temps et en l'absence de lune.

Des réseaux de détecteurs de particules chargées, balisant de grandes surfaces au sol (tableau 4) ont l'avantage d'avoir une grande ouverture angulaire (champ de vue de quelques stéradians) et de fonctionner jour et nuit avec une bonne efficacité. Cependant, ces expériences ont un seuil en énergie élevé (> 3 TeV pour le réseau de scintillateurs du Tibet[39] à 4300 m d'altitude) car les particules secondaires chargées de la gerbe doivent atteindre le sol. L'expérience MILAGRO[40] à Los Alamos atteint un seuil comparable à plus basse altitude (2650 m) en détectant aussi les γ secondaires de la cascade par la technique Tcherenkov dans l'eau d'un bassin de 80 m \times 60 m et de 8 m de profondeur. Jusqu'à maintenant, ces techniques n'ont pas eu un grand impact en astronomie gamma pour deux raisons:

- Elles ne permettent pas de rejeter efficacement les gerbes dites «hadroniques» créées par les protons et les noyaux cosmiques: ainsi, il a fallu 502 jours de données à l'expérience du Tibet pour obtenir le signal de la nébuleuse du Crabe à 5σ [39], alors qu'il suffit d'une heure pour les principaux télescopes Tcherenkov.
- La direction de la gerbe est reconstituée à partir des temps d'arrivée des particules chargées sur les différents détecteurs au sol, mais la dispersion intrinsèque de ces temps ne permet pas d'espérer une résolution angulaire meilleure que le degré.

Ces grands réseaux restent néanmoins intéressants pour détecter des phénomènes transitoires imprévisibles, comme la contribution d'un sursaut γ à très haute énergie. Dans cette section, nous nous restreindrons désormais aux détecteurs de lumière Tcherenkov.

9. Il s'agit ici de la surface effective de détection du γ primaire. En effet, on «accroche» la gerbe si le télescope Tcherenkov est dans la tache de lumière. Il faut éviter toute confusion avec la surface de collection des photons Tcherenkov (celle du réflecteur du télescope) qui, elle, influe sur le seuil énergétique de détection.

	TÉLESCOPES TCHERENKOV	GRANDS RÉSEAUX DE DÉTECTEURS DE PARTICULES CHARGÉES
SEUIL EN ÉNERGIE	> 100 à 200 GeV (imageurs) > 30 GeV (CELESTE) limité par le bruit du ciel nocturne	Pratiquement > TeV La gerbe doit se développer jusqu'au sol
RÉSOLUTION ANGULAIRE	0,1° à 0,2°	~ 1° (Dispersion temporelle des particules chargées)
FACTEUR DE REJET DES GERBES HADRONIQUES	~ 200 (imagerie simple) ~ 10 ⁴ (imagerie stéréoscopique) pour $\epsilon_\gamma > 40\%$	très limité (contenu de la gerbe en muons)
CHAMP DE VUE	Petit diamètre angulaire (3° à 5°) $\Delta\Omega \sim 4 \times 10^{-3}$ stéradians	Grand angle solide $\Delta\Omega \sim 2$ stéradians
PROPORTION DE TEMPS UTILE	Basse ~ 10% Absence de lune Nuits de beau temps	Elevée ~ 90%

TAB. 4 – Comparaison des types de détecteurs au sol: télescopes Tcherenkov et grands réseaux de détecteurs de particules chargées.

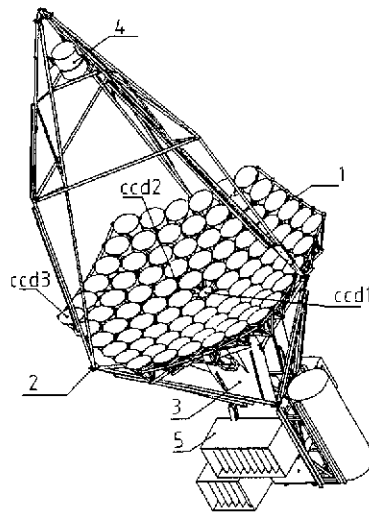


FIG. 19 – Le télescope d'imagerie de l'expérience CAT.

Comme dans la section 2.2.1, on distingue deux techniques utilisant la lumière Tcherenkov atmosphérique: l'imagerie et l'échantillonnage.

- **L'imagerie:** On forme l'image de la gerbe en lumière Tcherenkov dans le plan focal d'un grand miroir (75 m² pour le télescope de l'Observatoire Whipple) et on l'analyse avec une caméra à haute définition, constituée de nombreux photomultiplicateurs (546 pixels de 0.12° pour le télescope CAT en France). La forme de l'image est un critère efficace pour distinguer les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques: à quantité de lumière donnée, les premières donnent des images plus larges, en raison d'abord des impulsions transverses des secondaires (mésons π surtout) et ensuite de la fréquente superposition de plusieurs cascades électromagnétiques dues à des π^0 . Un événement d'origine hadronique peut donner des formes diverses, souvent chaotiques, alors que l'image d'une gerbe électromagnétique a presque toujours une allure en «épi» avec un axe principal bien défini. Pour une source ponctuelle, cet axe et le profil longitudinal de la lumière Tcherenkov permettent de reconstruire la position de la source¹⁰ (à 0,15° près dans les meilleurs instruments); comme les rayons cosmiques ordinaires sont isotropes, cette information directionnelle se combine à celle de la forme d'image pour aboutir à des facteurs de rejet de 100 à 200. On peut évidemment utiliser plusieurs télescopes de ce type pour observer la gerbe en stéréoscopie (5 télescopes de 8,5 m² pour l'expérience germano-espagnole HEGRA[42] aux Canaries). Dans ce cas, le facteur de rejet hadronique peut être multiplié par ~ 100 . Les caractéristiques des principaux imageurs Tcherenkov sont indiquées dans les tableaux 5 et 6. On notera que l'hémisphère sud n'est étudié que par l'expérience CANGAROO (Japon-Australie)[44] et celle de Narrabri[45] (Royaume Uni - Australie), cette dernière devant prochainement s'arrêter. La résolution en énergie des expériences précédentes (pour les γ) est de l'ordre de 25%. Le seuil d'un télescope Tcherenkov est défini par un critère de déclenchement exigeant que le signal Tcherenkov domine nettement les fluctuations du fond de ciel. Les facteurs déterminants pour diminuer ce seuil sont la surface totale A des miroirs collecteurs (mais le rapport signal sur bruit n'augmente que comme \sqrt{A}) et la rapidité de l'électronique qui doit être adaptée à la très brève durée du signal Tcherenkov. Les seuils en énergie les plus bas atteints par les imageurs Tcherenkov actuels se situent entre 100 et 300 GeV, nettement au-dessus de la région explorée par EGRET.
- **L'échantillonnage spatio-temporel du front lumineux:** On dispose de nombreuses stations pour baliser une surface un peu supérieure à celle de la tache de lumière (~ 300 m de diamètre pour une altitude de 2000 m). On mesure avec précision les temps d'arrivée du signal lumineux sur chaque station pour reconstituer le front d'onde Tcherenkov. On dispose aussi de la quantité de lumière globale reçue sur chaque télescope. Cette technique est maintenant utilisée pour atteindre des seuils de quelques dizaines de GeV en prenant comme stations les héliostats d'une centrale solaire (tableau 7) qui offrent une grande surface de collection de photons Tcherenkov (CELESTE[46]¹¹ sur le même site que CAT en France, STACEE[47]

10. La position le long de l'axe est reconstruite en exploitant le caractère très anisotrope de la lumière Tcherenkov: à des positions différentes le long de l'axe correspondent des profils lumineux différents de l'image.

11. L'expérience CELESTE a été principalement conçue par Eric Paré (LPNHE Ecole polytechnique), décédé accidentellement en 1998.

EXPÉRIENCE HÉMISP. / SITE	PAYS PARTICIPANTS	STÉRÉOSCOPIE		SURFACE DU RÉFLECTEUR
		Nb. de stations	Distance (m)	
WHIPPLE N / Arizona	Etats Unis Royaume Uni Irlande	1	-	75 m ²
CANGAROO III S / Australie	Japon Australie	1 (4)	↓ (100 m)	30 m ² ↓ 57 m ²
HEGRA N / Canaries	Allemagne Espagne	5	90	8,5 m ²
NARRABRI S / Australie	Royaume Uni Australie	2	100	3 × 42 m ² (même monture)
7 TELESCOPE ARRAY N / Utah	Japon Etats Unis	3 ↓ 7	70	6 m ²
CAT N / France	France R. Tchèque	1	-	18 m ²

TAB. 5 - Les télescopes d'imagerie Tcherenkou: surfaces collectrices.

EXPÉRIENCE HÉMISP. / SITE	CAMÉRA		SEUIL EN ÉNERGIE (GeV)
	Nombre de pixels	Espacement des pixels	
WHIPPLE N / Arizona	91(+18) ↓ 379(+111)	0,25° (0,5°) ↓ 0,12° et 0,24° (0,5°)	250 ↓ 100 à 200
CANGAROO S / Australie	512 → 552	0,12°	300
HEGRA N / Canaries	271	0,25°	1000 (1 t.) 500 (4 t.)
NARRABRI S / Australie	91 (t. central) 19 (t. latéraux)	0,2° 0,5°	300
7 TELESCOPE ARRAY N / Utah	256 (PM multi- anodes)	0,25°	600
CAT N / France	546(+54)	0,12°	250

TAB. 6 - Les télescopes d'imagerie Tcherenkou: caméras.

et SOLAR 2[48] aux Etats-Unis). Dans ce cas, une optique secondaire située en haut de la tour de la centrale sépare les faisceaux venant des différents miroirs et les focalise chacun sur un phototube différent (figure 20); les signaux sont ensuite recalés en temps pour corriger l'effet des différences de trajet entre faisceaux. Aux énergies de quelques dizaines de GeV, le front de lumière est presque sphérique et le centre de la sphère donne le point de développement maximal de la gerbe; la distribution de lumière sur les différents héliostats donne la position de l'impact au sol. Ces deux points permettent de reconstruire la direction incidente. Les gerbes hadroniques émettent beaucoup moins de lumière Tcherenkov que les gerbes électromagnétiques à ces énergies relativement basses et la distribution de lumière au sol fournit des critères supplémentaires pour réduire le fond. L'expérience CELESTE a récemment atteint un seuil de 30 GeV au déclenchement¹², proche du domaine d'énergie couvert par EGRET.

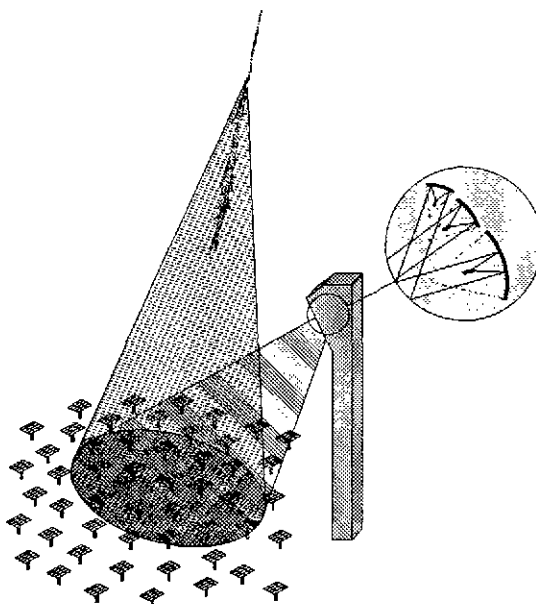


FIG. 20 – *Expérience CELESTE; utilisation d'une ancienne centrale solaire pour l'astronomie gamma à partir de 30 GeV.*

4 Les sources révélées par l'astronomie gamma

Ce que nous avons vu dans la section 2.3 sur les mécanismes d'accélération nous permet de sélectionner les sources astrophysiques potentielles de particules de haute énergie :

- Les étoiles magnétiques : pulsars et magnétars.
- Les phénomènes explosifs produisant des ondes de choc : supernovæ, hypernovæ ou phénomènes à l'origine des sursauts γ .

¹². Le seuil pour l'analyse est de 50 GeV.

EXPÉRIENCE HÉMISP. / SITE	Collaboration	Nombre × Surface de d'héliostats miroirs	SEUIL EN ENERGIE (GeV)
CELESTE N / Thémis FRANCE	France Rép. Tchèque	$40 \times 54 \text{ m}^2$ ↓ $54 \times 54 \text{ m}^2$	30 (Décl.) 50 (Anal.)
STACEE N / Sandia USA	USA Canada	$32 \times 37 \text{ m}^2$ ↓ $64 \times 37 \text{ m}^2$	190 ± 60 ↓ ?
SOLAR 2 N / Barstow USA	USA	$64 \times 40 \text{ m}^2$	En cours d'installation

TAB. 7 – Les échantillonneurs Tcherenkov.

- Les jets de plasma relativistes, où, indépendamment des mécanismes d'accélération internes au jet, l'énergie des particules émises à faible angle du jet est amplifiée par le facteur de Lorentz Γ du mouvement du plasma. Ces jets interviennent à plusieurs échelles :
 - On en observe dans des systèmes binaires de la Galaxie, où un objet compact (vraisemblablement un trou noir de masse stellaire) accrete la matière d'une étoile compagne. Un disque d'accrétion se forme et deux jets de plasma sont émis en sens opposés le long de l'axe de rotation du disque. L'extension des jets est de l'ordre du parsec et le facteur Γ de l'ordre de quelques unités. Ces objets représentent dans notre Galaxie des modèles réduits des quasars lointains, d'où la dénomination de «microquasars»[49].
 - Des jets beaucoup plus puissants sont émis par un mécanisme semblable dans les noyaux actifs de galaxie, mais sur une toute autre échelle, avec une extension de l'ordre du mégaparsec et un facteur Γ de l'ordre de quelques dizaines. Le trou noir central a ici une masse de l'ordre de $10^8 M_{\odot}$. Les «blazars» sont les objets de ce type dont le jet fait un angle relativement faible avec la ligne de visée.
 - Il est tout à fait possible que le plasma émetteur des sursauts gamma soit collimaté sous forme d'un jet. Le facteur Γ du plasma de ces sursauts est de l'ordre de 100.

Avec la sensibilité des détecteurs actuels, l'émission γ de haute ou très haute énergie a été mise en évidence pour certains de ces objets : quelques pulsars et résidus de supernovæ, quelques sursauts gamma et environ 60 noyaux actifs de galaxie, tous de type «blazar» sauf un.

La modélisation des objets révélés par l'astronomie gamma nécessite très souvent des observations dans d'autres domaines du spectre électromagnétique. Ainsi, les électrons accélérés émettent du rayonnement synchrotron détectable des ondes radio jusque dans le domaine des rayons X. Pour analyser ces rayonnements non thermiques sur une très grande échelle de fréquences ou d'énergies, les astrophysiciens utilisent la quantité $\nu F(\nu)$, où ν est la fréquence des photons et où $F(\nu)d\nu = \nu F(\nu)d(\ln \nu)$ représente la puissance reçue par unité de surface dans l'intervalle de fréquences $[\nu, \nu + d\nu]$. Ainsi $\nu F(\nu)$ est la

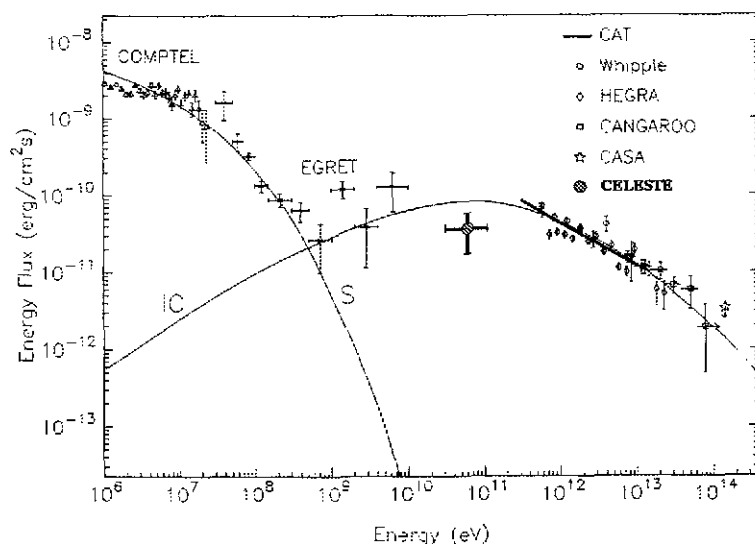


FIG. 21 – Nébuleuse du Crabe : Distribution de la puissance reçue par unité de surface et par unité d'intervalle logarithmique d'énergie ($E^2 d\Phi/dE$) en fonction de l'énergie E du γ .

puissance reçue par unité de surface et par unité d'intervalle *logarithmique* de fréquences. Les physiciens des particules sont plus habitués à utiliser le flux différentiel $\frac{d\phi}{dE}$ où $d\phi$ représente le nombre de γ reçus par unité de surface par unité de temps dans l'intervalle d'énergie $[E, E + dE]$; la relation entre les deux notations est donnée par:

$$\nu F(\nu) = E^2 \frac{d\phi}{dE} .$$

A titre d'exemple, le spectre en $\nu F(\nu)$ de la nébuleuse du Crabe est présenté sur la figure 21. On notera qu'un spectre «plat» en $\nu F(\nu)$ correspond à un spectre différentiel en énergie en $\frac{1}{E^2}$ (et à un spectre intégral $\phi(> E)$ en $\frac{1}{E}$).

Nous passons maintenant rapidement en revue les objets détectés actuellement dans le domaine γ à haute et très haute énergie. La figure 22 indique les sources «compactes» du 3^{ème} catalogue d'EGRET [50] en coordonnées galactiques (après soustraction du fond diffus). Sur les 271 sources du catalogue, 170 (pour la plupart galactiques) ne sont pas identifiées à un objet connu. Nous considérons dans la suite les objets identifiés, galactiques et extragalactiques, particulièrement ceux qui, en très petit nombre, ont été détectés à très haute énergie par les télescopes à effet Tcherenkov.

4.1 Pulsars et résidus de supernovæ

Pour identifier une source γ de façon sûre comme pulsar, il faut que la période de rotation soit connue à partir d'observations à d'autres longueurs d'onde (principalement en radio) et qu'on retrouve cette structure périodique dans le signal γ . Ce dernier, à lui seul, est en effet trop faible pour faire apparaître de manière évidente une telle structure. Ainsi, un pulsar dont le faisceau radio ne balaye pas la Terre est-il très difficile à identifier comme tel; le seul cas connu de ce type est Geminga dont la périodicité est tirée de l'observation en rayons X. Il est donc possible que les sources d'EGRET non identifiées soient, pour une grande partie, des pulsars non détectés en radio. Six sources d'EGRET ont été clairement

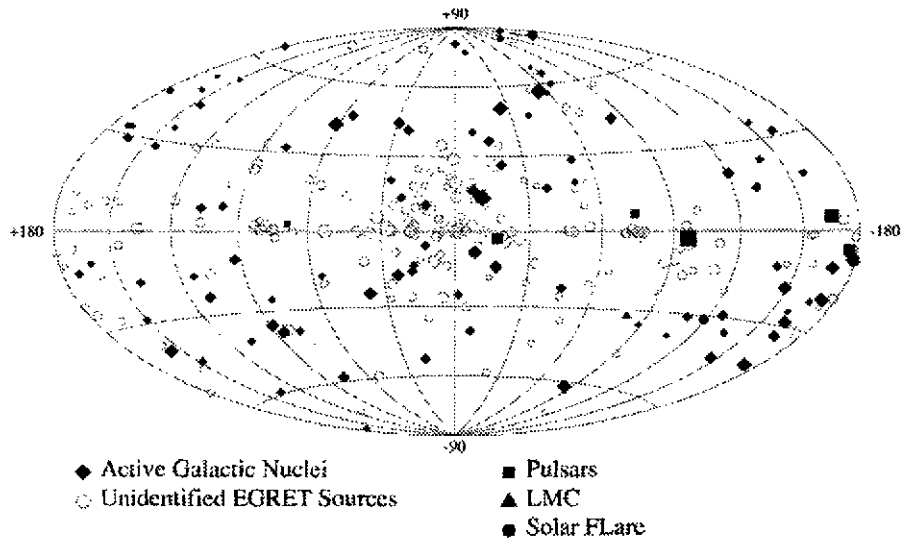


FIG. 22 – Sources ponctuelles du 5^{ème} catalogue d'EGRET en coordonnées galactiques.

attribuées à des pulsars[51]: les pulsars du Crabe et de Vela, Geminga, PSR 1706-44, PSR 1951+32 et PSR 1055-52. Les signaux γ périodiques proviennent manifestement de la magnétosphère en corotation avec le pulsar. Leur distribution en $\nu F(\nu)$ atteint en général son maximum dans la région du GeV (voir par exemple la référence [52]) et semble décroître aux alentours de 10 GeV, mais cette région est proche de la limite de sensibilité d'EGRET. De fait, aucun signal périodique n'est observé au-dessus de 300 GeV par les télescopes à effet Tcherenkov. L'étude des pulsars dans la région intermédiaire est un des objectifs principaux des nouvelles expériences au sol à bas seuil comme CELESTE ou STACEE.

Quelques pulsars comme ceux du Crabe ou de Vela, et peut-être aussi PSR 1706-44, se trouvent au cœur d'une nébuleuse synchrotron, résidu de l'ancienne supernova ayant donné naissance à l'étoile à neutrons. Ces objets, observés en radio, présentent un rayonnement synchrotron intense à leur intérieur, contrairement aux résidus de supernovæ en coquille, beaucoup plus courants, où l'émission est localisée à la périphérie. Aussi les désigne-t-on sous le nom de «plérions»¹³. On explique la présence d'électrons de haute énergie dans la nébuleuse par le scénario suivant: le pulsar émet un intense «vent» de paires e^+e^- qui crée, dans la nébuleuse elle-même, une onde de choc pouvant accélérer les électrons jusqu'à des énergies très élevées. Il n'est donc pas étonnant que les plérions émettent aussi un signal γ non périodique observé jusqu'aux très hautes énergies[53]. La figure 21 montre le spectre en $\nu F(\nu)$ du signal continu de la nébuleuse du Crabe. On y distingue deux larges bosses: celle de basse énergie, qui s'étend jusqu'au domaine du MeV, est généralement attribuée au rayonnement synchrotron d'électrons accélérés dans la nébuleuse — par l'onde de choc interne — jusqu'à 10^{15} eV; la seconde bosse, qui s'étend dans le domaine des très hautes énergies, est attribuée à l'effet Compton inverse des photons synchrotron sur les électrons qui leur ont donné naissance; ce mécanisme «d'auto-comptonisation» («Synchrotron-Self Compton» ou SSC)[54] rend bien compte des spectres observés. La nébuleuse du Crabe a été la première source bien établie à très haute énergie et, du fait de sa relative stabilité, elle joue le rôle de bougie standard pour les télescopes à effet Tcherenkov. La figure 21

13. Du Grec $\pi\lambda\eta\rho\eta\varsigma$ = plein.

inclut la mesure récente de CELESTE[55] dans la zone intermédiaire entre celle d'EGRET et celle des imageurs Tcherenkov. Le spectre ne montre aucun signe de coupure jusqu'à des énergies de 20 TeV[56]. Dans l'hémisphère sud, l'expérience CANGAROO [58] et celle de Narrabri ont détecté, dans le domaine du TeV, un signal γ continu venant de PSR 1706-44, qui est probablement aussi un pléïon.

Les résidus de supernovæ en coquille, plus courants, sont considérés comme les principaux accélérateurs de rayons cosmiques galactiques (voir la section 2.3). Dans ce cas, l'onde de choc accélératrice est due à l'expansion du gaz chaud dans le milieu interstellaire. On s'attend donc à des interactions de protons ou d'ions de haute énergie avec la matière environnante, produisant ainsi des π^0 donc des γ par interaction nucléaire. La collaboration EGRET a étudié 14 résidus de supernovæ à moins de 10° de latitude galactique, sélectionnés par leur flux en radio[57]. Seulement 5 d'entre eux ont donné lieu à la détection d'un signal en γ , avec d'assez grandes incertitudes sur la position de la source, d'une part en raison de la résolution angulaire médiocre de l'instrument, d'autre part parce que ces objets sont souvent étendus; de ce fait, l'identification de la source γ avec le résidu de supernova n'est pas assurée. Au-dessus de 300 GeV, deux détections seulement ont été revendiquées sur ce type d'objet, toutes deux nécessitant confirmation : SN 1006 par l'expérience CANGAROO[59] et Cassiopée A par l'expérience HEGRA[60]. Dans le second cas, le signal, s'il est confirmé, est très faible avec une signification de $4,9 \sigma$ pour 232 heures d'observation. Ces résultats pourraient en outre être expliqués par des processus électromagnétiques (effet Compton inverse) et ne constituent pas une preuve de l'origine hadronique des γ . Pour prouver que les résidus de supernovæ sont bien les sources des protons ou noyaux dans la Galaxie, il faudra des détecteurs Tcherenkov beaucoup plus sensibles.

4.2 Blazars

Les 66 noyaux actifs de galaxie détectés par EGRET[50] avec un haut degré de confiance sont tous de forts émetteurs radio, alors que les sources de ce type ne représentent que 5% environ de tous les noyaux actifs. L'émission radio vient des jets de plasma issus de l'objet central; observés en interférométrie radio à longue base (VLBI) qui fournit une résolution angulaire de l'ordre de la milliseconde d'arc, ces jets présentent une structure discontinue sous forme de paquets de plasma éjectés successivement, dont on peut suivre le mouvement ultérieur dans le jet. Les radiosources extragalactiques se classent en deux catégories : les radio-galaxies et les blazars. Ce dernier type (1% des noyaux actifs) correspond au cas où les jets font un angle relativement faible avec l'angle de visée[61]; le rayonnement non thermique du jet domine alors l'émission de l'objet central. Tous les noyaux actifs de galaxie détectés par EGRET — sauf un — sont des blazars. L'exception est la radio-galaxie proche Centaurus A dont la faible émission γ n'a été que tardivement décelée par EGRET[62]. Les blazars ont des sources de haute luminosité en γ ; ce sont aussi des objets très variables avec des temps caractéristiques t_{var} de l'ordre de la dizaine d'heures, parfois même inférieurs à l'heure. Cette constatation permet de s'assurer que l'émission γ vient des jets : en effet, si le plasma émetteur était au repos par rapport à l'observateur, la dimension de la région émettrice aurait au plus la taille ct_{var} pour d'évidentes raisons de causalité relativiste. Or, la luminosité observée en γ est si grande qu'un volume aussi réduit serait opaque, les γ interagissant mutuellement pour

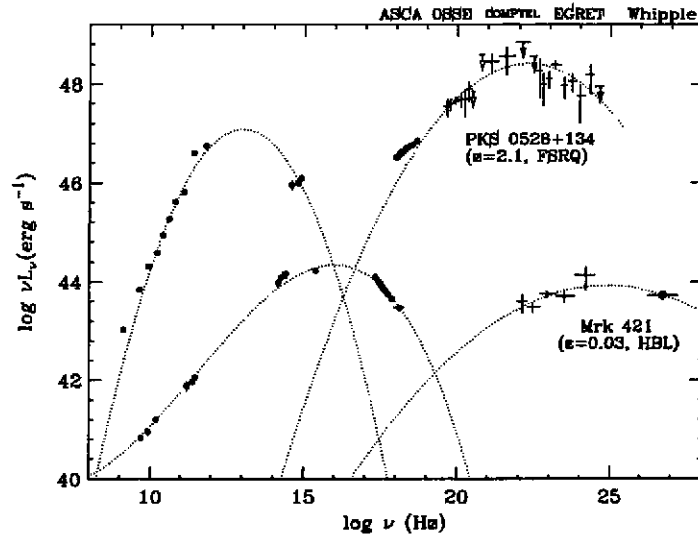


FIG. 23 – Spectres $\nu F(\nu)$ de deux blazars[64] : un blazar «rouge» (PKS 0528+134) et un blazar «bleu» (Mrk 421).

produire des paires électron-positon ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$). En revanche, si le plasma avance vers l'observateur avec un facteur de Lorentz Γ , la taille de la région émettrice dans le repère où elle est au repos est de l'ordre de Γct_{var} et peut être suffisamment grande pour permettre la transparence aux γ . On constate ainsi que les facteurs de Lorentz des jets des blazars peuvent atteindre plusieurs dizaines. L'argument de causalité implique de plus que l'émission vienne de la base des jets où les dimensions transverses de la zone émettrice sont plus petites, le jet s'élargissant de la base à l'extrémité.

Les spectres des blazars sont essentiellement dominés par l'émission non thermique des jets depuis le domaine radio jusqu'aux γ les plus énergétiques. La distribution en $\nu F(\nu)$ présente en général deux larges bosses (figure 23) :

- La bosse de basse énergie est généralement attribuée au rayonnement synchrotron des électrons accélérés dans le jet. On peut classer les blazars selon la valeur de l'énergie E_1 correspondant au maximum de la bosse synchrotron. Pour les blazars dits «rouges», ce maximum est atteint dans les domaines infra-rouge ou optique; pour les blazars dits «bleus», il se situe dans l'UV lointain ou les rayons X.
- La bosse de haute énergie couvre largement le domaine γ . L'énergie E_2 correspondant à son maximum est fortement corrélée à la valeur de E_1 : elle se situe dans le domaine du MeV au GeV pour les blazars rouges (comme le quasar 3C279, source très brillante d'EGRET) et peut atteindre 0,5 TeV dans les plus extrêmes des blazars bleus (comme Markarian 501). L'origine de cette émission à haute ou très haute énergie reste controversée; nous y reviendrons plus loin.

De fait, les blazars peuvent être classés dans une séquence continue[63] allant des blazars rouges (dont les luminosités sont les plus fortes) aux blazars bleus moins lumineux mais dont le spectre se prolonge aux très hautes énergies (figure 23). Cette propriété fait ressortir l'importance des observations simultanées d'un tel objet à plusieurs longueurs d'onde, condition nécessaire à toute modélisation. La région du spectre propre à un instrument donné n'a pas la même signification pour des blazars de types différents : ainsi, le domaine

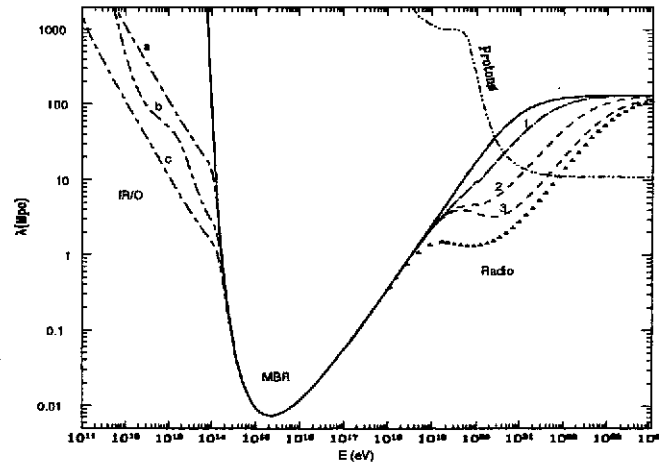


FIG. 24 – Longueur d'absorption des γ (en Mpc) dans le fond diffus de photons d'origine extragalactique ou cosmologique ($\gamma + \text{photon} \rightarrow e^+ + e^-$), en fonction de l'énergie des γ [65]. La courbe en trait plein correspond au rayonnement cosmologique en micro-ondes qui rend l'univers lointain opaque aux γ aux alentours du PeV. Le domaine du TeV (à gauche) est affecté principalement par le fond infra-rouge ou optique et le domaine des énergies ultra-hautes (à droite) par le fond radio. Dans ce même domaine, la courbe supérieure indique la longueur d'absorption des protons due à la production de pions sur le rayonnement cosmologique en micro-ondes ($p + \text{photon} \rightarrow N + \pi$).

des rayons X correspond au flanc montant de la bosse γ d'un blazar rouge, mais aussi à la bosse synchrotron d'un blazar bleu (figure 23).

Les deux blazars observés au-dessus de 300 GeV par les télescopes à effet Tcherenkov sont remarquables de plusieurs points de vue :

- D'abord, ils ont tous deux de faibles décalages spectraux ($z = 0,031$ pour Markarian 421 (Mkn 421) et $z = 0,034$ pour Markarian 501 (Mkn 501)). En effet, les γ issus de sources extragalactiques peuvent, sur leur trajet, créer des paires avec le rayonnement du fond diffus. Aux énergies de l'ordre du TeV, c'est le rayonnement diffus infrarouge ou optique qui est la cause de cette absorption (figure 24). Créé par les galaxies depuis leur formation, réémis à plus basse fréquence par les poussières et finalement progressivement décalé vers les grandes longueurs d'onde par l'expansion de l'Univers, il contient de précieuses indications sur l'évolution des galaxies [66]. Malheureusement, sa détection directe est extrêmement difficile car il faut soustraire l'émission dominante d'avant-plan dont l'origine est interplanétaire (lumière zodiacale) ou galactique. Cette soustraction est d'autant plus délicate que le spectre et l'intensité du bruit d'avant-plan varient fortement avec la direction d'observation. De fait, l'expérience DIRBE (Diffuse IR Background Experiment) [67] à bord du satellite COBE (COsmic Background Explorer) n'a pu donner que des bornes supérieures assez peu contraignantes [67]. Les données du spectromètre FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer), à bord du même satellite, analysées par Puget et al. [68], ont permis d'estimer ce fond diffus dans l'infrarouge lointain (longueurs d'onde de $200 \mu\text{m}$ à 2mm) où l'émission interplanétaire est faible et plus aisée à soustraire. Mais le domaine qui concerne l'absorption des γ de très haute énergie couvre les longueurs d'onde de $1 \mu\text{m}$ à quelques dizaines de

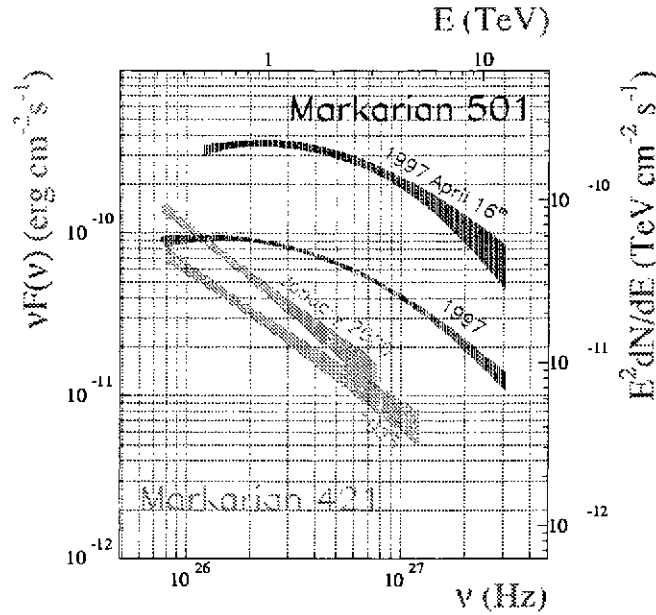


FIG. 25 – Spectres $\nu F(\nu)$ de Mkn 501 et de Mkn 421 mesurés à différentes époques par le télescope CAT[74]. Pour Mkn 501, la courbe inférieure correspond au spectre moyen obtenu à partir des observations de CAT en 1997 et la courbe supérieure à l'éruption intense du 16 Avril 1997; on notera le déplacement vers les hautes énergies du maximum de la bosse γ lors de cette éruption.

μm . Les spectres γ observés des blazars sont partiellement déformés par ces effets d'absorption et la comparaison entre blazars de même type et de décalages spectraux différents permettra, à terme, de préciser l'intensité du fond infrarouge à des longueurs d'onde de l'ordre de quelques μm .

- Mkn 421 et Mkn 501 se classent dans les blazars bleus les plus extrêmes, tout particulièrement le second. Au-dessus de 300 GeV en effet, le spectre de Mkn 501, observé au moment d'une intense activité en 1997 par les télescopes de l'Observatoire Whipple[69], de HEGRA[70] et de CAT[71] (figure 25), présentait une courbure significative indiquant que le maximum de la bosse γ dans le spectre en $\nu F(\nu)$ se situait alors autour de 500 GeV. Dans les observations disponibles, Mkn 421, au contraire, présente un spectre bien décrit par une simple loi de puissance (figure 25), indiquant que le maximum de la bosse γ est atteint en dessous de 200 GeV.
- Mkn 421 et Mkn 501 sont aussi des sources d'intensité très variable, avec des temps caractéristiques allant de 15 mn à un jour. L'éruption la plus brève de Mkn 421, observée par le groupe de l'Observatoire Whipple[72] en 1996, a permis d'estimer une limite sur un effet possible de gravité quantique : la dispersion des photons dans le vide (violation de l'invariance de Lorentz)[73].
- Mkn 501 présente en outre une variabilité spectrale observée par CAT à l'échelle de quelques jours[71] (figure 25) et par HEGRA sur des échelles de temps beaucoup plus longues[60]. De plus, on observe sur cette source une forte corrélation entre les émissions X et γ . Les spectres $\nu F(\nu)$ mesurés simultanément par le satellite en rayons X Beppo-SAX et le télescope CAT[71] les 7 et 16 Avril 1997 sont indiqués

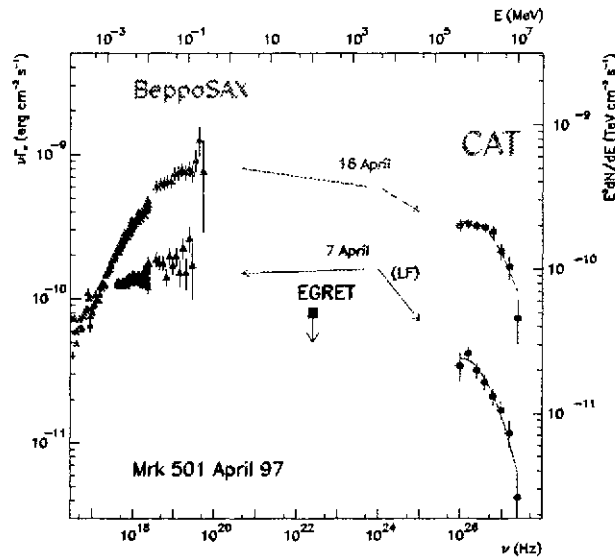


FIG. 26 – Spectres $\nu F(\nu)$ de Mkn 501 du domaine X (satellite Beppo-SAX) au domaine γ de très haute énergie (téléscope CAT), mesurés les 7 et 16 Avril 1997. On notera la borne supérieure du flux fournie par EGRET dans la région intermédiaire.

sur la figure 26; la structure à deux bosses y apparaît clairement, le maximum de la bosse synchrotron se situant aux alentours de 100 keV; de plus, pendant cette période d'intenses éruptions au TeV, la source était en-dessous du seuil de sensibilité d'EGRET dans le domaine du GeV qui, à cette période, correspondait à la région d'intensité minimale entre les deux bosses. Cette remarquable corrélation entre les spectres X et γ suggère un scénario d'auto-comptonisation, comme pour la nébuleuse du Crabe; dans ce cas, les photons X et γ seraient issus d'une même population d'électrons de très haute énergie, par le rayonnement synchrotron pour les premiers et par l'effet Compton inverse pour les seconds; ce scénario ne met en jeu que des processus électromagnétiques[75]. Selon un autre point de vue, postulant l'accélération de protons ou d'ions à des énergies extrêmes dans le jet, la bosse γ serait due au rayonnement synchrotron des cascades créées par ces particules[76].

4.3 Sursauts gamma

Les sursauts gamma sont des phénomènes fascinants qui ont surtout été étudiés dans le domaine de basse énergie; c'est pourquoi, nous nous contenterons dans ce cours d'une brève discussion, en renvoyant à une revue récente[77] pour plus de détails et de références. D'importants progrès ont été accomplis ces dernières années avec la découverte de contreparties en rayons X et en optique. Alors que le détecteur BATSE, à bord du satellite Compton-GRO localisait un sursaut à $0,5^\circ$, le satellite Beppo-SAX (rayons X) en donne la position à quelques minutes d'arc près. On a pu ainsi, dans des cas favorables, identifier la galaxie-hôte et en mesurer le décalage spectral. Pour plusieurs sursauts, ce décalage était important, indiquant que le phénomène se produisait à des distances «cosmologiques», donc avec des luminosités γ intrinsèques considérables: une énergie équivalente à typiquement $0,1 M_\odot$ est convertie en une seconde environ en rayonnement γ . Pour que la

variation rapide de l'intensité γ au cours d'un sursaut soit compatible avec la haute luminosité, il faut admettre que la région émettrice avance vers l'observateur avec un mouvement relativiste; c'est le même argument que nous avons vu plus haut pour les jets des blazars : une source au repos serait opaque par création de paires. Mais cette fois, l'explication nécessite des facteurs de Lorentz Γ de l'ordre de plusieurs centaines. Bien que le phénomène à l'origine du sursaut soit encore matière à controverse (coalescence d'étoiles à neutrons ou effondrement d'une étoile très massive donnant naissance à une «hypernova»), les observations sont bien décrites par un modèle de «boule de feu» en expansion ultra-relativiste[78]. Il est également très vraisemblable que l'émission soit collimatée sous forme de jets comme dans les blazars. Nous avons déjà mentionné que la grande valeur de Γ faisait de ces sursauts des candidats sérieux pour l'accélération des rayons cosmiques d'énergies extrêmes; il semble de plus que la puissance globale des sursauts qui se produisent à une distance inférieure à la longueur d'absorption des protons dans le fond cosmologique de photons micro-ondes (figure 24) est comparable à celle qui est nécessaire pour injecter les particules d'énergie supérieure à 4×10^{19} eV, donc au-delà de la «cheville»[79].

A l'automne 2000, la NASA a lancé avec succès un nouveau satellite spécialisé dans l'étude des sursauts gamma, HETE2, qui comporte 3 instruments couvrant le domaine des rayons X et des γ mous; la boîte d'erreur pourra être réduite à 30 secondes d'arc. En 2003, un autre satellite SWIFT pourra, de plus, observer directement les contreparties optiques. Un autre aspect important à élucider est l'éventuel prolongement du spectre de certains sursauts gamma à haute (voire à très haute) énergie. Certes, EGRET a observé des événements de ce type; malheureusement, en raison du temps mort de la chambre à étincelles, l'instrument n'était pas adapté à cette étude. Par ailleurs, les télescopes Tcherenkov sont mal placés pour étudier un phénomène bref et imprévisible, du fait de leur petit champ de vue et de leur faible cycle utile; de plus, dans le domaine du TeV, l'absorption des γ de haute énergie par le fond infrarouge oblige à se restreindre aux sursauts relativement proches. Il faudra donc attendre la mise en service des nouveaux satellites γ du domaine des hautes énergies pour étudier les sursauts dont le spectre s'étend dans cette région.

5 Perspectives des nouvelles astronomies de haute énergie

5.1 Astronomie Gamma

La prochaine mission spatiale de grande ampleur en astronomie gamma de haute énergie est le projet de satellite GLAST[80] de la NASA qui doit être mis sur orbite en 2005. Disposant d'une surface efficace de détection 7 fois plus grande qu'EGRET et d'un très grand champ de vue (voir tableau 1), ce détecteur qui met en œuvre les techniques les plus récentes de la physique des particules doit gagner deux ordres de grandeur en sensibilité en flux et étendre les observations spatiales jusqu'à 300 GeV; on disposera ainsi d'une plage de recouvrement avec les détecteurs au sol. GLAST, dont le temps mort est négligeable, pourra explorer la partie la plus énergétique du spectre des sursauts gamma. Trois ans avant la mise en service de GLAST, est prévu le lancement du satellite italien

AGILE[81], de sensibilité comparable à celle d'EGRET; en 2003, l'expérience AMS-02 sur la station spatiale internationale offrira des performances semblables en astronomie gamma[82]. Dans le domaine des détecteurs au sol, un très grand télescope d'imagerie Tcherenkov MAGIC[83], disposant d'un miroir de 17 m de diamètre, devrait atteindre un seuil de 60 GeV (puis 30 GeV dans une deuxième phase) et entrer en compétition avec les centrales solaires. A partir de 2003, plusieurs systèmes stéréoscopiques de grands télescopes entreront en service; grâce à leur haut taux de rejet des gerbes hadroniques, ils gagneront un facteur 10 en sensibilité en flux sur les détecteurs actuels. Il s'agit des expériences suivantes :

- Le projet américain VERITAS[84], qui prévoit d'installer, en Arizona, 7 télescopes comparables à l'actuel télescope de l'Observatoire Whipple.
- Le projet HESS¹⁴[85] des groupes allemands et français en Namibie dans l'hémisphère sud, ensemble de 4 télescopes de 12 m de diamètre (extensible à 16 télescopes dans une phase ultérieure). Le premier de ces instruments devrait entrer en service à la fin de l'année 2001, le système complet devant être opérationnel en 2003. Ce projet incorpore les atouts des expériences HEGRA (stéréoscopie) et CAT (imagerie à grain fin).
- L'expérience CANGAROO III[86] des groupes japonais et australiens, ensemble stéréoscopique semblable de 4 télescopes en Australie, dont le premier fonctionne depuis l'été 2000.

Par ailleurs, les réseaux de détecteurs de particules chargées au sol, dont les seuils sont de l'ordre du TeV, ambitionnent de contribuer à l'astronomie gamma; leur cycle utile élevé et leur grand champ de vue sont particulièrement bien adaptés aux phénomènes imprévisibles et brefs comme les sursauts γ ou les éruptions intenses de noyaux actifs de galaxie. Dans ce domaine, nous avons déjà mentionné le réseau du Tibet[39] (à 4300 m d'altitude), qui doit bientôt être complété par le «tapis» de chambres à plaques résistives de l'expérience ARGO[87], et l'expérience MILAGRO[40] à Los Alamos qui a commencé à prendre des données.

5.2 La naissance de l'astronomie des neutrinos

En astronomie des neutrinos, les défis expérimentaux sont considérables puisqu'aux très bas flux, comparables aux flux de γ de très haute énergie, se combine la difficulté de détection due à la très faible section efficace des neutrinos (10^{-35} à 10^{-33} cm² pour des énergies comprises entre le TeV et le PeV). Les expériences détectent en fait les muons de haute énergie produits, souvent assez loin de la zone instrumentée, par des neutrinos muoniques. Cela présente l'avantage d'étendre le volume équivalent de cible bien au-delà de celui du détecteur, au prix d'une perte en résolution angulaire puisqu'on ne mesure que la direction du muon; cet inconvénient n'est vraiment gênant qu'en-dessous de 10 TeV. Les prédictions réalistes de flux de neutrinos venant des sources discutées plus haut montrent qu'une surface effective de détection de l'ordre du km² est nécessaire pour assurer un

14. Le sigle, signifiant «High Energy Stereoscopic System», a été choisi en mémoire de Victor Hess qui découvrit le rayonnement cosmique en 1911.

bon potentiel de découverte; ceci impose que le milieu détecteur soit «naturel» et dense : eau d'un grand lac, eau de mer ou glace polaire. On doit de plus se restreindre aux **muons ascendants** afin de se débarrasser des muons pénétrants, directement produits par les gerbes cosmiques atmosphériques au-dessus du site de l'expérience. La lumière Tcherenkov émise dans l'eau ou dans la glace par le muon (et les particules qu'il produit éventuellement) est, par son caractère directionnel, très bien adaptée à cette sélection. Les expériences doivent cependant toutes faire face au fond diffus créé par les neutrinos secondaires des grandes gerbes atmosphériques (ou *neutrinos atmosphériques*), qui du fait de leur spectre très pentu (figure 29), limitent la sensibilité à basse énergie.

TAB. 8 – Vers un détecteur de neutrino de 1 km^2 . D est la profondeur du site. L'abréviation *M.O.* signifie «modules optiques».

Surface effective $A \leq 10^3 \text{ m}^2$			
MACRO[88] depuis 1989	Gran Sasso Italie	Scintillateur liquide + tubes «streamer»	$E_\mu > 1 \text{ GeV}$ 1100 $\uparrow \mu$
BAIKAL[89] NT36 to NT200 1993-1998	Lac Baïkal Russie $D = 1,1 \text{ km}$	Tcherenkov 192 M.O. sur 8 lignes	$E_\mu > 10 \text{ GeV}$
Surface effective $A \sim 10^4 \text{ m}^2$			
AMANDA[90] B4 \rightarrow B10 1996-1998	Glace Pôle Sud $D = 1,5 \text{ à } 2 \text{ km}$	Tcherenkov 418 M.O. sur 13 lignes	Extension \rightarrow AMANDA II
NESTOR[91]	Méditerranée Grèce $D = 3.8 \text{ km}$	Tcherenkov 168 M.O. sur 1 tour	En cours de développement
Surface effective $A \sim 10^5 \text{ m}^2$			
AMANDA II[90] 2000 \rightarrow ...	Glace Pôle Sud $D = 1,5 \text{ à } 2 \text{ km}$	Tcherenkov 681 M.O.	En prise de données
ANTARES[92] Démarrage 2003	Méditerranée France $D = 2,4 \text{ km}$	Tcherenkov 1000 M.O. sur 13 lignes	En construction 1 ^{ère} ligne en 2001

Un télescope à neutrinos consiste en une série de lignes immergées en eau profonde (ou insérées à grande profondeur dans la glace) sur lesquelles sont fixés des «modules optiques» équipés de photomultiplicateurs enregistrant les temps d'arrivée et les amplitudes des signaux de lumière Tcherenkov. Le choix de la profondeur résulte d'un compromis entre les difficultés techniques et l'obligation de réduire considérablement le flux de muons descendants, environ 10^5 fois plus fréquents que les muons ascendants entre 1 et 2 km de profondeur; la nécessité d'un facteur de rejet très élevé pour les muons descendants est une contrainte importante pour les télescopes à neutrinos. Cette performance a été réalisée pour la première fois par l'expérience NT96 au lac Baïkal (Russie)[89] qui a observé

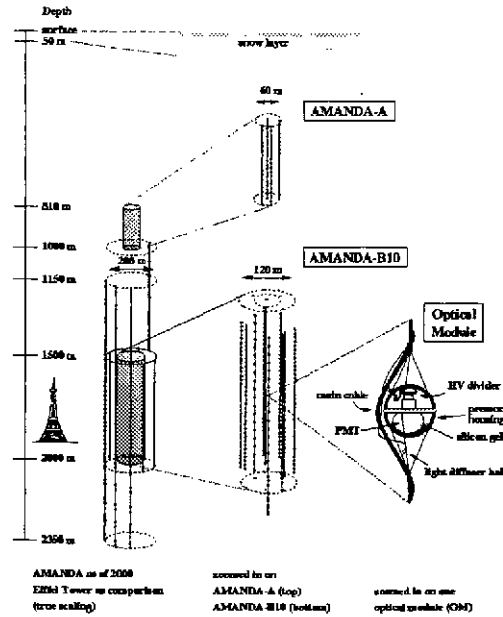


FIG. 27 – Les détecteurs successifs de l'expérience AMANDA au Pôle Sud.

12 muons ascendants en 70 jours. L'expérience AMANDA B10[90], dans la glace du Pôle Sud, dispose, dans ses données de 1997, d'environ 200 muons ascendants. Les taux de muons ascendants de ces expériences exploratoires sont compatibles avec ce qu'on attend du fond de neutrinos atmosphériques. La glace et l'eau de mer présentent des avantages et des inconvénients complémentaires : la longueur d'atténuation¹⁵ est plus grande dans la glace (environ 100 m) et il n'y a pas de lumière parasite (⁴⁰K, bioluminescence), mais la longueur de diffusion est plus courte (24 m) ce qui élargit les signaux temporels et dégrade par suite la résolution angulaire. En revanche, dans l'eau de mer, la longueur d'atténuation est de 60 m et, comme la longueur de diffusion est supérieure à 100 m, on peut atteindre une résolution angulaire d'environ 0,4°. Le tableau 8 résume la progression pendant les 10 dernières années, vers des détecteurs de neutrinos de plus en plus grands, sur la base d'une estimation assez grossière de leur surface effective de détection, qui, en fait, dépend de l'énergie et de l'angle zénithal. L'expérience AMANDA II, au Pôle Sud, a déjà atteint une taille de 0,1 km²; l'étape suivante de cette collaboration est le projet «Ice Cube» de 1 km² qui devrait s'installer dans la prochaine décennie. Le projet ANTARES[92] en Méditerranée au large de Toulon est maintenant en phase de construction, la première ligne devant être immergée pendant l'été 2001; cette expérience, qui atteindra une surface effective d'environ 0,1 km² en 2003, devrait ouvrir la voie à un détecteur de 1 km² qui ne serait pas nécessairement situé sur le même site.

Un détecteur de 0,1 km² possède déjà un potentiel de découverte appréciable. Si les sursauts gamma sont bien les accélérateurs des rayons cosmiques d'énergies extrêmes, ils sont très vraisemblablement des sources de neutrinos et on a montré qu'en un an, AMANDA II ou ANTARES pourraient détecter quelques sursauts intenses[93]. Comme les sursauts sont bien localisés temporellement et angulairement par les satellites, le bruit de fond des neutrinos atmosphériques n'est pratiquement plus gênant pour cette étude. Un autre objectif important est le flux diffus des neutrinos de tous les noyaux actifs de

15. Cette longueur caractérise la décroissance de l'intensité du faisceau direct incluant à la fois l'effet de l'absorption et celui de la diffusion.

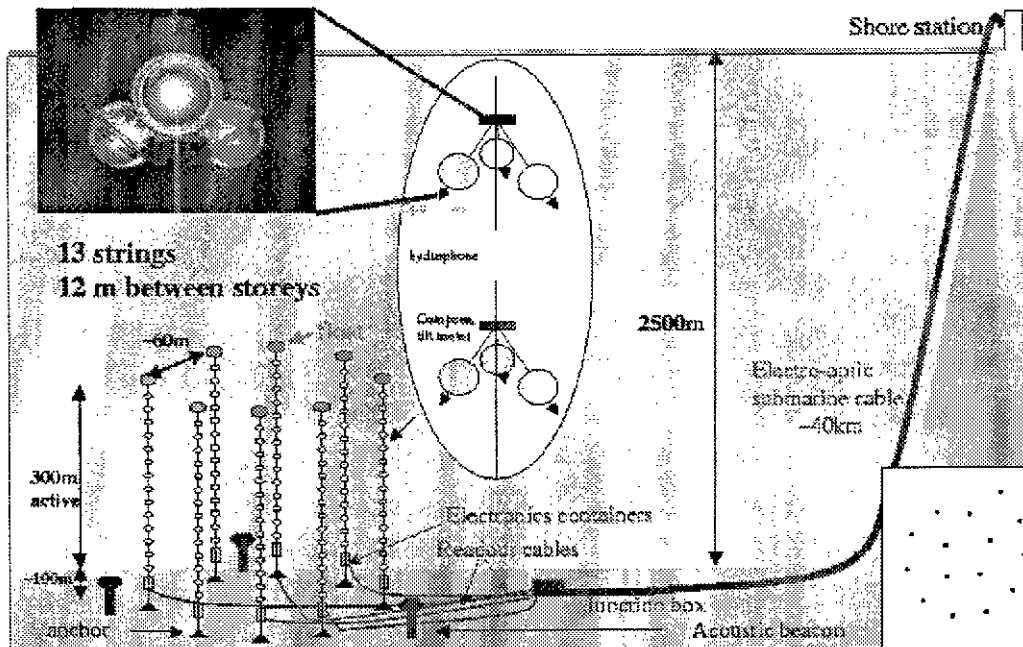


FIG. 28 – Le détecteur ANTARES.

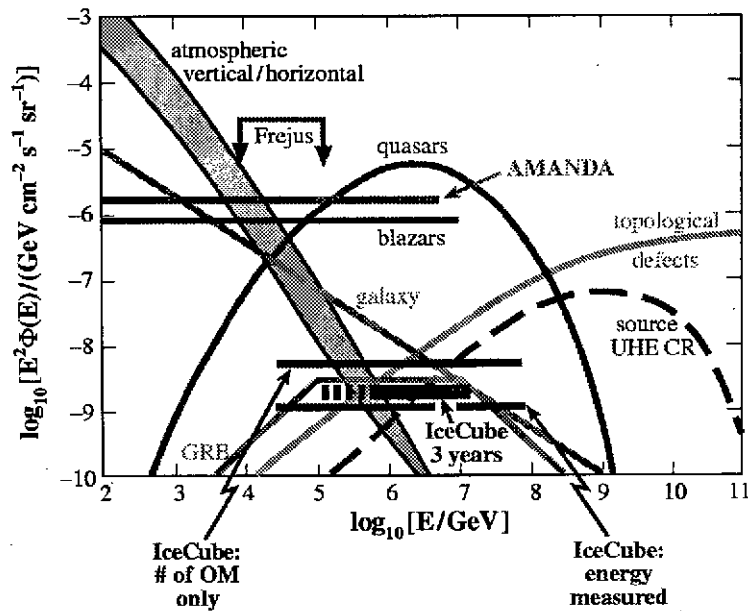


FIG. 29 – Spectres $\nu F(\nu)$ de diverses sources potentielles de neutrinos selon F. Halzen (communication privée). La contribution du fond de neutrinos atmosphériques est indiquée en grisé. La courbe marquée «quasars» correspond à une estimation de l'émission diffuse due à tous les noyaux actifs de galaxie; on a indiqué aussi les bornes supérieures sur cette émission obtenues dans l'expérience du Fréjus[94].

galaxie (figure 29); une telle étude complète les données de l'astronomie γ de deux points de vue: d'abord, elle apporte des informations sur ce qui se passe près de l'objet central, région totalement opaque aux γ en raison de l'intense rayonnement du disque d'accrétion; ensuite, le signal n'est censé dominer le fond des neutrinos atmosphériques qu'au-dessus de 100 TeV environ, domaine où, nous l'avons vu, les γ sont absorbés en créant des paires avec les photons du rayonnement cosmologique en micro-ondes (figure 24). L'astronomie des neutrinos devrait aussi, à terme, permettre de trancher la question de l'origine de l'émission γ des blazars: en effet, seul un processus hadronique produirait des neutrinos. D'une manière générale, les neutrinos apportent des informations complémentaires des γ : on peut avoir des sources de neutrinos opaques aux γ et des sources γ sans émission de neutrinos si les γ sont produits par des processus purement électromagnétiques (auto-comptonisation par exemple). Les observations «multi-messagers» compléteront bientôt les observations «multi-longueurs d'onde». Pour finir, rappelons que les télescopes à neutrinos peuvent mettre en évidence l'annihilation éventuelle de particules de matière noire au cœur de la Terre ou du Soleil[95].

5.3 L'astronomie des rayons cosmiques aux énergies extrêmes

Au-dessus de 10^{19} eV, les rayons cosmiques ne sont plus confinés dans la Galaxie et les directions d'arrivée deviennent significatives. Malheureusement, les flux dans ce domaine sont de l'ordre d'une particule par km^2 par an (figure 2). Si, de plus, on extrapole le spectre en E^{-3} à des énergies arbitrairement hautes, le flux prédit tombe à une particule par km^2 par siècle au-delà de 10^{20} eV. C'est précisément dans cette région qu'on attend une forte réduction de la longueur d'interaction des protons dans le rayonnement cosmologique en micro-ondes (figure 24); en effet, l'énergie dans le centre de masse «proton-photon» correspond alors à la résonance Δ^+ , d'où une section efficace élevée qui fait tomber la longueur d'interaction à environ 5 Mpc. Les protons ou noyaux d'origine plus lointaine et dont l'énergie initiale dépasse 10^{20} eV verront donc leur énergie dégradée avant d'arriver sur Terre. Si les sources de ces particules d'énergies ultra-hautes sont situées à des distances supérieures à 5 Mpc, on doit observer une coupure dans leur spectre aux alentours de 10^{20} eV, dite «coupure de Greisen, Zatsepin et Kuzmin» ou GZK.

Les expériences adaptées à ces énergies extrêmes sont caractérisées par de grandes valeurs du produit de leur surface effective et de leur angle solide de détection; cette quantité, appelée «ouverture», doit être au moins de l'ordre de $1000 \text{ km}^2 \times \text{stéradians}$. Il existe deux techniques de détection complémentaires[96] que nous avons déjà commentées (voir section 2.2.1):

- Les grands réseaux de détecteurs de particules chargées, qui, dans ce domaine d'énergie doivent baliser au moins 100 km^2 . A basse altitude ou au niveau de la mer, on est près du maximum de développement d'une gerbe de 10^{19} eV. Les particules sont échantillonnées par des scintillateurs ou des détecteurs Tcherenkov à eau; ces derniers sont des cuves d'eau dans lesquelles on détecte la lumière Tcherenkov émise par les électrons et muons; la production dans l'eau de paires d'électrons par les γ secondaires de la gerbe est un autre avantage de cette technique. On a vu que la connaissance des «tailles» \bar{N}_e et \bar{N}_μ et de la distribution latérale des électrons et des muons permettait de remonter à l'énergie primaire; plus précisément, la densité

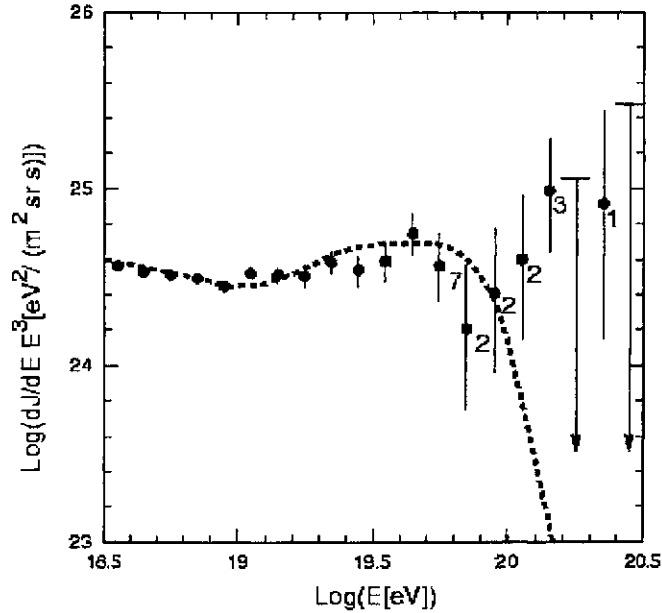


FIG. 30 – Spectre des rayons cosmiques au-dessus de 10^{18} eV mesuré dans l'expérience AGASA (Japon) [97]. Le spectre différentiel est ici multiplié par le cube de l'énergie ; la rupture de pente à 10^{19} eV est la «cheville». La courbe en pointillés donne le spectre attendu de sources réparties uniformément dans l'Univers, compte-tenu des erreurs sur la mesure de l'énergie ; cette hypothèse implique la coupure GZK.

de particules à une distance de l'ordre de 600 m du point d'impact au sol est un estimateur dont les fluctuations sont minimales pour les gerbes de cette énergie.

- Les détecteurs de lumière de fluorescence. Il s'agit de la technique dite de «l'œil de mouche» dont nous avons décrit le principe dans la section 2.2.1.

Les résultats actuels les plus récents proviennent du réseau japonais AGASA[97] et du détecteur de fluorescence «Hi-Res Fly's Eye»[17].

- Dans l'expérience AGASA qui fonctionne depuis 1990, 111 scintillateurs de $2,2 \text{ m}^2$ chacun sont répartis sur 100 km^2 ; l'énergie est mesurée à 30% près et la résolution angulaire est de 3° à 10^{19} eV.
- L'œil de mouche à haute résolution («Hi-Res Fly's Eye»), installé dans l'Utah (USA) fonctionne depuis 1997 ; il fournit une résolution en énergie de 10% et une résolution angulaire de $0,3^\circ$. Le groupe de télescopes constituant cet œil de mouche doit être complété en 2000 par un ensemble identique à une dizaine de kilomètres de distance du premier pour permettre l'observation stéréoscopique des gerbes.

Les deux expériences ont atteint aujourd'hui des sensibilités voisines pour les gerbes de plus de 10^{20} eV, à savoir $1000 \text{ km}^2 \times \text{stéradian} \times \text{années}$; chacune d'elles a observé 7 événements au-delà de 10^{20} eV, donc au-delà de la coupure GZK (figure 30). Malheureusement, la statistique est trop faible pour tirer des conclusions solides de la distribution angulaire à ces énergies[98], d'autant plus que le ciel austral n'a pas été observé par des expériences comparables.

Le projet d'observatoire «Pierre Auger»¹⁶ actuellement en construction est conçu pour accomplir une percée dans ce domaine. Il combine les deux techniques complémentaires[99] :

- Un réseau de 1600 détecteurs Tcherenkov à eau répartis sur 3000 km².
- Un détecteur de fluorescence de 30 télescopes, avec un total de 13000 pixels.

Les deux techniques offrent la possibilité d'un étalonnage mutuel d'où une meilleure maîtrise des effets systématiques. En mode hybride, la résolution en énergie devrait se situer entre 10% et 20%. L'expérience doit fournir environ 3000 événements par an au-dessus de 10¹⁹ eV et 30 événements par an au-dessus de 10²⁰ eV. A plus long terme, l'objectif du projet «Auger» est de disposer de deux installations identiques, une dans chaque hémisphère. Actuellement, seule l'expérience australe est financée et en construction à El Nihuil (République Argentine)¹⁷. Un réseau-test comportant 40 détecteurs Tcherenkov à eau et un télescope à fluorescence répartis sur 40 km² devrait fonctionner à l'été 2001. L'expérience devrait atteindre sa configuration finale en 2004, mais des données seront disponibles dès 2002 avec une installation partielle. A plus long terme, on envisage de détecter les gerbes de plus de 10²⁰ eV à partir de l'espace. C'est le projet de satellite EUSO (Extreme Universe Space Observatory)[100]. La lumière de fluorescence des gerbes serait observée depuis l'orbite à 500 km d'altitude; l'optique, constituée d'une grande lentille de Fresnel, offrirait un champ de vue de 60°. Le détecteur focal serait constitué de nombreux pixels.

6 Conclusion

Cette revue fait apparaître un grand nombre de projets qui devraient pour la plupart apporter de nouvelles données d'ici 5 ans et vraisemblablement renouveler le paysage que nous connaissons actuellement:

- On attend de nouvelles mesures de précision en satellite sur les rayons cosmiques chargés, sur leur propagation dans la Galaxie et particulièrement sur les antiprotons et anti-noyaux cosmiques (AMS-2 et PAMELA).
- L'astronomie gamma va progresser au moins d'un ordre de grandeur en sensibilité, tant dans l'espace avec les satellites AGILE et GLAST, qu'au sol avec les projets VERITAS, HESS, MAGIC et CANGAROO III. Les corrélations avec d'autres domaines spectraux bénéficieront des satellites Chandra et XMM (rayons X) et INTEGRAL (γ de basse énergie), tandis que l'étude des sursauts gamma sera approfondie avec les satellites HETE2 et SWIFT et que GLAST révélera pour certains d'entre eux un spectre à haute énergie. On espère progresser sur la nature des sources non identifiées d'EGRET et sur le rôle des résidus de supernovæ dans l'accélération des rayons cosmiques galactiques. On espère détecter de nouveaux types de sources γ , par exemple des blazars plus extrêmes que Mkn 501 ou encore des noyaux actifs de galaxie qui ne soient pas des blazars.

16. Ainsi nommé en mémoire de Pierre Auger qui découvrit les grandes gerbes atmosphériques.

17. Le site envisagé dans l'hémisphère nord est dans l'Utah (USA).

- L'astronomie des neutrinos devrait apparaître comme le complément indispensable à l'astronomie γ , révélant peut-être des sources «cachées» (où les γ sont absorbés). On pourrait détecter des neutrinos associés à des sursauts γ , voire à des blazars, ce qui établirait la présence de processus hadroniques associés.
- Les données sur les gerbes d'énergie extrême vont considérablement s'étoffer avec le projet AUGER. Le spectre et la distribution angulaire de ces événements vont pouvoir être étudiés avec une statistique sérieuse.

La question de l'origine des rayons cosmiques ne pourra cependant être résolue que par la confrontation de ces diverses expériences; seules les observations, si possible simultanées, à diverses longueurs d'onde pour les photons et, plus généralement, à plusieurs «messagers» permettront vraiment de contraindre les modèles théoriques.

Références

- [1] K. Greisen, *Ann. Rev. of Nucl. Science* **10** (1960) 63.
- [2] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1992).
- [3] M. Longair, *High Energy Astrophysics*, Vol. 1 et 2, Cambridge University Press (1997).
- [4] U. Becker, *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City 1999)*, AIP Conference Proceedings **516** (2000) 335.
- [5] J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* **33** (1983) 323.
- [6] A.V. Apanasenko et al., *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City 1999)*, **3** (1999) 163 et 167.
- [7] L. Bergström, J. Edsjö and P. Ullio, *Ap.J.* **526** (1999) 215.
- [8] J.H. MacGibbon and B. J. Carr, *Ap.J.* **371** (1991) 447.
- [9] T. Maeno et al. ,*Proc. 33th COSPAR Scientific Assembly, Warsaw, 16-23 July 2000*, à paraître.
S. Orito et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**,1078 (2000).
- [10] J. Alcaraz et al., *Phys. Lett. B* **461** (1999) 387.
- [11] S. Piccardi et al., *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City 1999)*, **5** (1999) 96.
- [12] M. G. Baring, *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City 1999)*, AIP Conference Proceedings **516** (2000) 153.
- [13] L. O'C. Drury, J.-P. Meyer et D. Ellison, *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, M.A. DuVernois ed., Nova Science Publishers, New-York, 1999. Voir aussi astro-ph/9905008.

- [14] R. A. Ong, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **14 A** (1990) 273.
A. Borione et al., Nucl. Instr. and Meth. **A346** (1994) 329.
- [15] M. Cassidy et al., Proc. 25th ICRC (Durban 1997) **5** (1997) 189.
- [16] K. Boothby et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52 B** (1997) 166.
- [17] T. Abu-Zayyad et al., Proc. 26th ICRC (Salt Lake City 1999), **5** (1999) 349.
- [18] T. K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1992)
p. 213-226.
- [19] S. P. Swordy et D. B. Kieda, Astropart. Phys. **13** (2000) 137.
- [20] T. K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1992)
p. 238-239.
- [21] M. A. K. Glasmacher et al., Proc. 26th ICRC (Salt Lake City 1999), **3** (1999) 129.
- [22] K.-H. Kampert et al., Proc. 26th ICRC (Salt Lake City 1999), **3** (1999) 159.
- [23] T. K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1992)
p. 150-155.
M. Longair, High Energy Astrophysics, Vol. 2, Cambridge University Press (1997)
p.346-357.
- [24] P.-O. Lagage and C. Cesarsky, Astron. Astrophys. **118** (1983) 223 et **125** (1983)
249 .
- [25] A. M. Hillas, Annual Review Astron. Astrophys. **22** (1984) 425.
- [26] P. von Ballmoos, Mem. Soc. Astron. Ital. **70** (1999) 1311.
- [27] E. Costa et al., Nature **387** (1997) 783.
- [28] J. van Paradijs et al., Nature **386** (1997) 686.
- [29] L. Bergström, P. Ullio et J. H. Buckley, Astropart. Phys. **9** (1998) 137.
- [30] C.E. Fichtel et al., ApJ **198** (1975) 163.
- [31] G.F. Bignami, P.A. Caraveo & R.C. Lamb, ApJ Lett. **272** (1983) L9.
- [32] B. Swanenburg et al., ApJ Lett. **243** (1981) L69.
- [33] D.J. Thompson et al., ApJ Sup. **86** (1993) 629.
- [34] D.L. Bertsch et al., ApJ **416** (1993) 387.
- [35] S.D. Hunter et al., ApJ **481** (1997) 205.
- [36] P. Sreekumar et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 127.
- [37] A.W. Strong, I.V. Moskalenko et O. Reimer, ApJ **537** (2000) 763.

- [38] T.C. Weekes, *Phys. Reports* **160** (1988) 1.
- [39] M. Amenomori et al., *Ap. J.* **525** (2000) L93.
- [40] G. B. Yodh, *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 453.
- [41] J.P. Finley et al., *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 301.
- [42] A. Daum et al., *Astropart. Phys.* **8** (1997) 1.
- [43] A. Barrau et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **416** (1998) 278.
- [44] H. Kubo et al., *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515**, 313 (1999).
- [45] P. Armstrong et al., *Experimental Astron.*, **9** (1999) 51.
- [46] D. Smith and M. de Naurois, *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 416.
- [47] R. Ong, *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 401.
D. Williams et al., *Proc. TeV Gamma-Ray Symposium (Heidelberg, July 2000)*; to be published.
- [48] J.A. Zweerink et al., *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 426.
- [49] I.F. Mirabel and L.F. Rodriguez, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **80** (2000) 143.
- [50] R.C. Hartman et al., *Ap. J. Sup.* **123** (1999) 79.
- [51] P.L. Nolan et al., *Astron. Astrophys. Sup.* **120** (1996) 61.
- [52] G. Kanbach et al., *Astron. Astrophys.* **289** (1994) 855.
- [53] Pour une liste de références, on peut se reporter à la revue suivante : B. Degrange et M. Punch, *C.R. Acad. Sci. Paris, Série IV* **2** (2000) 189.
- [54] O.C. De Jager et A.K. Harding, *Ap. J.* **396** (1992) 161.
A.M. Atoyan et F.A. Aharonian, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.* **278** (1995) 525.
O.C. De Jager et al., *Ap. J.* **457** (1996) 453.
F.A. Aharonian et al., *Astropart. Phys.* **11** (1999) 225.
- [55] M. de Naurois et al., *Proc. TeV Gamma-Ray Symposium (Heidelberg, July 2000)*, to be published.
- [56] F. Aharonian et al., preprint astro-ph/0003182 (2000).
- [57] J.A. Esposito et al., *Ap. J.* **461** (1996) 820.
- [58] T. Kifune et al., *Ap.J.* **438** (1995) L91.

- [59] T. Tanimori et al., *Ap.J. Lett.* **497** (1998) L25.
- [60] A. Kohnle, Proc. ICHEP 2000, Osaka (Japon), Août 2000, parallel session PA-09 (à paraître).
- [61] C.M. Urry et P. Padovani, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **107** (1995) 803.
- [62] P. Sreekumar et al., *Astropart. Phys.* **11** (1999) 221.
- [63] R. M. Sambruna, *Ap.J.* **487** (1997) 536.
G. Ghisellini et al., *MNRAS* **301** (1998) 451. R. M. Sambruna, Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings **515** (1999) 19.
- [64] T. Takahashi, G. Madejski et H. Kubo, *Astropart. Phys.* **11** (1999) 177.
- [65] F. A. Aharonian, in Proc. XVIIIth International Symposium on Lepton-Photon Interactions, Hambourg (Allemagne), 1997, World Scientific ed.
- [66] R.B. Partridge & P.J.E. Peebles, *ApJ* **148** (1967) 377.
B. Guiderdoni et al. , *Nature* **390** (1997) 257.
- [67] M.G. Hauser, in *Unveiling the Cosmic Infrared Background*, Amer. Inst. Phys. **348**, New-York (1996) p.11, E. Dwek ed.
- [68] J.-L. Puget et al. , *A&A* **308** (1996) L5.
J.-L. Puget, Proc. TeV Gamma-Ray Symposium (Heidelberg, July 2000), to be published.
- [69] F. Krennrich et al., *Ap.J.* **511** (1999) 149.
- [70] F. A. Aharonian et al., *Astron. Astrophys.* **349** (1999) 11.
- [71] A. Djannati-Ataï et al., *Astron. Astrophys.* **350** (1999) 17.
- [72] J.A. Gaidos et al., *Nature* **383** (1996) 319.
- [73] S. D. Biller et al., *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 2108.
- [74] F. Piron, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud (2000). La thèse peut être chargée à partir du site web suivant <http://lpnhp2.in2p3.fr/homecat/publi.html>
- [75] On trouvera une bibliographie dans :
M. Böttcher, Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings **515** (1999) 31.
- [76] On trouvera une bibliographie dans :
J.P. Rachen, Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings **515** (1999) 41.
- [77] J. Paul et G.F. Bignami, *C.R. Acad. Sci. Paris, Série IV* **2** (2000) 179.
- [78] M. Rees et P. Meszaros, *MNRAS* **258**(1992) 41P.

- [79] M. Vietri, *ApJ* **463** (1995) 883.
E. Waxman, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 386.
- [80] D. A. Kniffen, D. L. Bertsch and N. Gehrels, *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 492.
- [81] S. Mereghetti et al., *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 467.
- [82] R. Battiston, *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 474.
- [83] E. Lorenz, *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 510.
- [84] F. Krennrich et al., *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 515.
- [85] W. Hofmann, *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 500.
- [86] M. Mori et al., *Proc. GeV-TeV Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings* **515** (1999) 485.
- [87] D. Martello, *Proc. TeV Gamma-Ray Symposium (Heidelberg, July 2000)*, to be published.
- [88] M. Ambrosio et al., preprint astro-ph 0002492 (2000), submitted to *Ap.J.*
- [89] V. A. Balkanov et al., *Astropart. Phys.* **12** (1999) 75.
- [90] D. Cowen, *Proceedings of the 30th International Conference on High Energy Physics, Osaka (Japan), Août 2000, World Scientific ed., à paraître.*
- [91] B. Monteleoni, *Proc. 17th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Helsinki, Finland, 1996)*, World Scientific 1997.
- [92] J. J. Hernandez, *Proceedings of the 30th International Conference on High Energy Physics, Osaka (Japan), Août 2000, World Scientific ed., à paraître.*
- [93] F. Halzen and D.W. Hooper, *Ap.J. Lett.* **527** (1999) L93.
- [94] W. Rhode et al., *Astropart. Phys.* **4** (1996) 217.
- [95] L. Bergström, J. Edsjö and P. Gondolo, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 1765; *Phys. Rev. D* **58** (1998) 103519.
- [96] M. Nagano et A. A. Watson, *Rev. Mod. Phys.* **72** (2000) 689.
- [97] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1163.
- [98] M. Takeda et al., *Ap.J.* **522** (1999) 225.

- [99] M. Kleifges, Proceedings of the 30th International Conference on High Energy Physics, Osaka (Japon), Août 2000, World Scientific ed., à paraître.
- [100] On pourra consulter le site web suivant :
<http://www.ifcai.pa.cnr.it/EUSO/docs/EUSOproposal.pdf>

SEMINAIRES JEUNES

Isomères K peuplés par réaction de fragmentation dans les noyaux très riches en neutrons dans la région $A \sim 180$

Pascale MAYET, GSI Darmstadt

Une nouvelle technique associant la fragmentation d'ions lourds relativistes avec un système de spectroscopie γ a été utilisée pour rechercher les isomères K avec des temps de vie variant de quelques centaines de ns à quelques ms dans la région de masse $A \sim 180$ et pour étudier la décroissance γ des états ainsi peuplés.

Ces isomères ont été produits par fragmentation d'un faisceau de ^{208}Pb à 1 GeV/nucléon sur une cible de ^9Be d'épaisseur 1,6g/cm². Les fragments obtenus ont été séparés et identifiés grâce au séparateur de fragments (FRS) du GSI et les décroissances γ correspondantes ont été enregistrées.

Les premiers résultats indiquent qu'une telle technique permet de peupler des états de haut spin tels que l'isomère $K = \frac{35^-}{2}$ du ^{179}W alors que l'observation des décroissances γ de nouveaux isomères a rendu possible l'étude de la structure nucléaire de noyaux riches en neutrons tels que le ^{190}W .

Phénomène de superdéformation et résultats nouveaux concernant ^{197}Pb avec EUROBALL IV

Aurélien PREVOST, IPN Lyon

Lors d'une expérience menée récemment à Strasbourg avec d'EUROBALL IV, nous avons peuplé les états superdéformés (correspondant à des noyaux ayant une forme très allongée avec un rapport d'axe 2:1) des noyaux ^{198}Pb et ^{197}Pb grâce à la réaction de fusion-évaporation $^{186}\text{W}(^{18}\text{O},6-7n)$ à 117MeV. Six nouvelles bandes superdéformées complètement inconnues à ce jour ont été découvertes et ont pu être assignées à chacun de ces deux noyaux. Ces bandes ont été interprétées comme étant bâties sur des excitations à une quasi-particule (pour celles appartenant à ^{197}Pb) et à deux quasi-particules (pour celles appartenant à ^{198}Pb).

Systèmes atomiques et moléculaires à 3 corps par la méthode des réseaux de Lagrange

Michel HESSE, PNTPM Bruxelles

La méthode des réseaux de Lagrange est une méthode variationnelle simplifiée par l'emploi d'une quadrature de Gauss. Ses principaux avantages sont sa grande simplicité (la matrice potentielle est diagonale et est obtenue sans calcul analytique), et sa très bonne précision. De plus, la fonction d'onde est disponible sous forme analytique.

Avec cette méthode les énergies de différents états S et P de plusieurs systèmes à 3 corps ont pu être déterminées avec une grande précision. Citons entre autres les états fondamentaux de l'atome d'hélium et de l'ion moléculaire H_2^+ [1], ainsi que les états excités S et P de l'atome

d'hélium, ou encore les états excités de vibration et de rotation de H_2^+ . Les énergies de différents niveaux de la molécule $d\mu$ ont également pu être reproduites.

[1] M. Hesse and D. Baye, J. Phys. B 32 (1999) 5605

ARES , un séparateur de recul pour l'astrophysique nucléaire

Manoël COUDER, IPN Louvain

Afin de mesurer des sections efficaces de réaction (p,gamma) et (alpha,gamma) en cinématique inverse, un séparateur de recul, baptisé ARES (Astrophysical REcoil Separator), a été construit à Louvain-la-Neuve. Avec ARES on exploite le fait que, en cinématique inverse, les particules du faisceau n'ayant pas interagi dans la cible ($\sim 10^9$ s⁻¹) et les produits de la réactions (<0.1 s⁻¹) se retrouvent derrière la cible dans un cône de faible ouverture avec la même quantité de mouvement. Une sélection en vitesse permet donc de les séparer. Cette sélection est réalisée par un filtre de Wien constitué d'un champ électrique et d'un champ magnétique perpendiculaire l'un à l'autre et perpendiculaire à la direction du faisceau. Les particules qui traversent le filtre avec une vitesse égale au rapport du champ électrique et du champ magnétique ne sont pas déviées. Un détecteur DeltaE-E placé derrière le filtre effectue une dernière séparation. Les premiers tests nous montrent qu'il est possible d'extraire un produit de réaction pour plus de 10^9 particules du faisceau initial. La première mesure de section efficace sera : $^{19}F(p,g)^{20}Ne$.

Réalisation de cibles d'⁴He implanté

Frank VANDERBIST, IPN Louvain

Nous savons que les environnements stellaires explosifs tels les novae, les sursauteurs -X et les supernovae, sont le théâtre d'une nucléosynthèse importante. Essentiellement, un bon nombre des éléments $A \geq 7$ y sont synthétisés via des captures radiatives (p, γ) et (α , γ). Une partie importante des réactions qui ont lieu dans ces environnements, implique aussi des éléments radioactifs de court temps de vie. Dans ce cas, seule la cinématique inverse peut nous permettre d'étudier ces réactions. Mais cette technique nécessite l'élaboration de faisceaux radioactifs, la conception de cibles légères de proton et d'hélium essentiellement et un dispositif expérimental capable de séparer les produits de réactions du faisceau incident. A Louvain-la-Neuve, le CRC (Centre de Recherche du Cyclotron) offre un éventail important de faisceaux radioactifs tel ^{15}O , ^{18}F et bien d'autres. Un dispositif nommé ARES (Astrophysics REcoil Separator), combinaison d'un dipôle magnétique et d'un filtre de Wien, est couplé au cyclotron CYCLONE44 dédié aux basses énergies, et permet de répondre efficacement aux exigences de la cinématique inverse. Tous les éléments indispensables à l'étude de réaction (p, γ) et (α , γ) impliquant notamment des éléments radioactifs, sont donc réunis.

Alors qu'une solution originale de cible légère pour les protons existe depuis longtemps, il n'en est pas de même en ce qui concerne l'hélium. C'est à travers l'élaboration de cibles implantées en hélium que l'on tente de combler cette lacune.

Etude du ^{17}C par réaction de cassure

Jean-Luc LECOUEY, LPC Caen

Les caractéristiques du ^{17}C permettent de voir cet isotope très riche en neutrons comme un noyau de transition entre les noyaux normaux et les noyaux à halo. Une étude de sa structure a été entreprise au GANIL en juillet 1999. Un faisceau secondaire de ^{17}C bombardait des cibles de C et d'Au. Les particules chargées étaient détectées par le multidétecteur Charissa, les neutrons par 97 modules de DéMoN. On a ainsi accès, entre autres, à la distribution angulaire des neutrons pour la voie de réaction $^{17}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{C} + n$. La détection complète des produits de réaction permettra d'étudier des niveaux d'énergie non liés du ^{17}C . Enfin, la mesure de voie $^{15}\text{B} + n$ fournira des informations sur le ^{16}B , système non-lié dont la connaissance est vitale pour comprendre la structure du ^{17}B , noyau à halo à structure en $^{15}\text{B-n-n}$.

Propriétés de rotation des $^{252-254}\text{No}$ Influence des corrélations d'appariement

Thomas DUGUET, SPHT Saclay

Rotational bands of $^{252, 253, 254}\text{No}$ and the fission barriers of ^{254}No at spin $0\hbar$ and $20\hbar$ are calculated with the Hartree-Fock-Bogolyubov theory and the Lipkin-Nogami approximate particle number projection. The SLy4 Skyrme force is used in the particle-hole channel. A zero-range force with and without density-dependence is used in the particle-particle channel. The experimental ground state deformation ($Q_{20} = 32.8$ b) is reproduced as well as the increase of the dynamical moment of inertia with frequency both for ^{252}No and ^{254}No . The rotational band of ^{253}No is also calculated. Fission barriers of ^{254}No at spin $0\hbar$ and $20\hbar$ show the robustness of shell-corrections against rotation in these heavy nuclei.

Séniorité généralisée et modèle en couches

Olivier MONNOYE, GANIL Caen

L'influence du temps de vie des noyaux sur les calculs de nucléosynthèse fait de leur connaissance une donnée importante des modèles astrophysiques. Malheureusement nombre de ces noyaux sont très exotiques et donc inaccessibles à la mesure.

L'étude du processus r de production des noyaux met en évidence une forte corrélation entre fermetures de couches nucléaires et abondance des noyaux. Nous avons étudié ici un modèle particulièrement bien adapté à l'étude de ces noyaux semi-magiques, l'approximation de séniorité généralisée du modèle en couches. Il s'agit de réduire les dimensions du calcul complet en plaçant la majorité des nucléons de valence dans une structure en paires déterminée par minimisation de l'énergie, et en laissant l'espace de valence restant aux quelques nucléons qui ne sont pas appariés. Cette approximation s'étant révélée fiable sur les isotopes du nickel, nous allons maintenant nous intéresser aux isotones $N=82$, points d'attente du processus r.

Multifragmentation et énergie d'excitation des fragments primaires

Sylvie HUDAN, GANIL Caen

La compréhension expérimentale et théorique de la multifragmentation nucléaire devrait permettre d'avancer quant à l'établissement de l'équation d'état de la matière nucléaire. Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires permettent d'explorer le diagramme de phase et le passage de la matière nucléaire par un état de basse densité consécutif à une expansion induite par une phase initiale de compression. C'est une problématique qui constitue le programme principal d'INDRA.

Notre étude a porté sur les collisions les plus violentes pour le système Xe + Sn à des énergies de faisceau entre 32 et 50 A.MeV. Nous avons déterminé les caractéristiques des fragments primaires produits.

Pour remonter à ces fragments nous devons extraire la composante évaporative. Ce signal étant faible par rapport au signal total, nous avons utilisé une méthode de corrélations. Par construction de la vitesse relative entre les particules légères chargées (LPC) et les fragments (IMF), nous avons extrait les caractéristiques moyennes des LCP évaporées. Nous pouvons alors reconstruire les fragments primaires : leur taille et leur énergie d'excitation.

Pour chaque énergie de bombardement l'énergie d'excitation par nucléon est quasi-constante sur toute la gamme en charge, ce qui suggère que l'équilibre thermodynamique était atteint lors de la formation des fragments. Entre 32 et 50 A.MeV d'énergie incidente, l'énergie d'excitation varie entre 2.8 et 3.8 A.MeV.

Rôle du pré-équilibre dans la multifragmentation pour des systèmes asymétriques

Benoît GUIOT, GANIL Caen

Le travail en cours au sein de la collaboration INDRA consiste à étudier les phénomènes critiques survenant lors des collisions nucléaires.

L'utilisation de techniques d'analyse multidimensionnelle (Analyse Factorielle Discriminante) a permis d'isoler pour le système Ni + Au à 32 MeV/A des événements centraux conduisant à la formation d'une source susceptible d'avoir multifragmenté.

Le travail actuel consiste à appliquer ces méthodes à la discrimination des protons de pré-équilibre dans les données ; de plus nous utilisons la technique des corrélations de charge pour rechercher des signaux éventuels de décomposition spinodale dans le système Ni + Ni 32 MeV/A.

Utilisation de TONNERRE pour la spectroscopie β -n- γ

Stéphane PIETRI, LPC Caen

La plupart des noyaux exotiques très riches en neutrons, après une désintégration β , émettent un neutron. Pour faire le schéma de niveau de ces états non liés en neutron il faut être capable de mesurer l'énergie de ces neutrons. TONNERRE (TONneau pour NeutRON Retardé) est un nouveau multidétecteur conçu pour détecter ces neutrons dans une gamme de 100 keV à 10MeV. Ce détecteur est composé de 32 lattes de scintillateur BC400, chacune vue par deux PM, ce qui permet la localisation de l'interaction et la détermination du temps de vol. De plus on peut lui adjoindre des détecteurs germanium pour mesurer l'énergie des gammas émis lors de la désexcitation des noyaux d'intérêt. La première expérience utilisant ce détecteur a eu

lieu en avril 2000 et fait l'objet de ma thèse. Elle consistait en l'étude des désintégrations des noyaux $^{34-35}\text{Al}$ et $^{32-33}\text{Mg}$.

Vers une formule de masse SHFB

Matthieu SAMYN, IAA Bruxelles

La méthode de champ moyen Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov (SHFB) est une généralisation de la méthode SHF+BCS, utilisée récemment pour établir une table de masse [1].

Afin d'estimer l'importance de l'approximation utilisée pour traiter les corrélations d'appariement, les méthodes SHF+BCS et SHFB sont comparées dans l'étude du comportement des fermetures de couche de l'isotone $N=82$, de la vallée de stabilité ($Z \sim 60$) à la ligne de drip neutronique ($Z \sim 34$). Les résultats de cette comparaison permettent d'affirmer que l'atténuation progressive des effets de couche loin de la vallée de stabilité n'est pas due au traitement plus général des corrélations d'appariement de la méthode SHFB: l'approximation BCS prédit une atténuation identique des effets de couche dans la région étudiée.

[1] F. Tondeur, S. Goriely, J.M. Pearson and M. Onsi, Phys. Rev. C62(2000) 024308.

Spectroscopie β -p des noyaux légers riches en protons

Jean-Charles THOMAS, CENBG Bordeaux

Le récent développement de lignes de faisceaux secondaires d'ions radioactifs rendu possible par l'amélioration des techniques de production et de séparation de noyaux situés loin de la vallée de stabilité permet d'étudier des noyaux aux durées de vie très courtes et aux propriétés physiques exotiques. L'objet de telles études spectroscopique est de vérifier la validité des modèles nucléaires bâtis à partir des propriétés des noyaux stables et décrivant tant la structure des noyaux que la nature des interactions fondamentales régissant leur comportement. Elle révèle d'autre part l'existence de modes de radioactivité originaux et pour certains encore mal compris. L'étude systématique de la désintégration des noyaux déficitaires en neutrons permet par exemple de tester la validité de l'hypothèse de symétrie d'isospin des nucléons en regard de l'interaction forte en comparant la répartition de la force de Gamow-Teller dans les transitions beta permises des noyaux miroirs. Elle a également mis en évidence l'existence de modes de décroissance particuliers tels que la radioactivité β -xp et elle offre la perspective d'observer enfin la radioactivité ^2He prédite théoriquement il y a plus de trente ans.

Une campagne d'expériences menée auprès de la ligne Lise du Ganil de Caen en Mai 1999 a permis de compléter des études préalables relatives aux noyaux de ^{21}Mg et de ^{25}Si en donnant notamment la distribution de la force de Gamow-Teller sur les états excités liés de ces noyaux. L'analyse des données acquises sur la décroissance des noyaux de ^{22}Al et de ^{26}P permettra d'en déterminer de façon plus précise la structure et devrait donner des informations quantitatives quant au processus d'émission β -2p.

Etude des réactions de fusion $D(d, p)T$ et $D(d, n)^3He$ d'intérêt astrophysique

Faiza NEBIA, USTHB Alger

L'étude des deux réactions de fusion thermonucléaire $D(d,p)T$ et $D(d,n)^3He$ dans le domaine des énergies stellaires présente un grand intérêt pour la nucléosynthèse primordiale.

Dans ce travail nous nous sommes attachés d'abord, à vérifier l'approximation WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) pour évaluer les pénétrabilités de la barrière coulombienne dans le domaine des énergies stellaires 0-100 keV dans le centre de masse, pour analyser les sections efficaces totales des deux réactions.

Après la décomposition de $\sigma(E)$ en ondes partielles $S(L=0)$ et $P(L=1)$, nous déduisons les rapports d'embranchement $R = S_L^0(0)/S_L^1(0)$, $L = 0,1$.

Nous comparons ces grandeurs à leurs valeurs prédites par la théorie de la matrice R ou obtenues dans les expériences récentes de catalyse muonique des réactions étudiées.

Potentiels profonds et indépendants de X par inversion supersymétrique

Jean-Marc SPARENBERG, PNTPM Bruxelles

Des potentiels centraux, indépendants de l'énergie et du moment cinétique orbital l , sont construits à partir de déphasages élastiques. Les ambiguïtés d'une inversion à l fixe sont exploitées pour ajuster les déphasages des autres ondes partielles. En particulier, l'ambiguïté liée au comportement à l'origine du potentiel est discutée. Mathématiquement, la méthode s'appuie sur des transformations de supersymétrie de l'équation de Schrödinger radiale. La collision $x + x$ est étudiée et un potentiel commun profond et indépendant de l , est retrouvé.

Quadrupole moment measurement of high spin isomers

Katrien VYVEY, Univ. leuven

The spectroscopic quadrupole moment of the high-spin, high-K 5-quasiparticle isomer ($K^\pi=35/2^-$, $T_{1/2} = 750(80)$ ns, $E_i=3349$ keV) in ^{179}W has been determined using the Level Mixing Spectroscopy (LEMS) technique. A value $Q_s = 4.00(+0.83/-1.06)$ eb has been derived. This corresponds to an intrinsic quadrupole moment $Q_0=4.73(+0.98/-1.25)$ eb and to a quadrupole deformation $\beta_2=0.185(+0.038/-0.049)$. These values differ significantly from the deduced ground-state quadrupole moments and are in disagreement with the current theoretical predictions.

Algebraic approach to multiphonon excitations

Nadya SMIRNOVA, Univ. leuven

The recent experimental data confirms the existence of isoscalar two-phonon quadrupole-octupole excitations, exhibiting enhanced dipole transitions to the ground state band. In addition, the isovector two-quadrupole-phonon states (e.g., $1+$ scissors mode) have been revealed in some weakly deformed nuclei.

To investigate the interrelation between octupole degrees of freedom and isovector quadrupole excitations we elaborate the formalism of the proton-neutron version of the interacting boson model (IBM), including quadrupole and octupole bosons, and apply it to the

description of electromagnetic transitions in the vibrational (^{142}Ce) and the gamma-unstable (^{94}Mo) nuclei.

Développement en portée effective sur réseau de Lagrange

Rachid Kamouni, PNTPM, UL Bruxelles

Aux basses énergies le déphasage peut être décrit par trois paramètres: la longueur de diffusion, la portée effective et le paramètre de forme (développement en portée effective).

Afin de déterminer les valeurs de ces paramètres, nous avons utilisé la méthode de la matrice R combinée à la méthode des réseaux de Lagrange.

Dans cette approche, le même formalisme est utilisé dans le cas neutre et dans le cas chargé.

Nous avons appliqué cette méthode à différents cas de potentiels: le potentiel analytique de Bargmann, le potentiel réaliste de Paris,...

Les résultats sont obtenus avec une très grande simplicité et une excellente précision.

Spectroscopie γ à absorption totale

Eric POIRIER, IReS Strasbourg

Mon travail porte sur la problématique des noyaux déficitaires en neutrons de la région de masse $A \sim 70$. En effet, les isotopes de krypton et de strontium présentent un intérêt particulier depuis que des calculs théoriques prévoient qu'une partie de la résonance géante (GTGR) doit être accessible par décroissance β . L'étude de ces noyaux émetteurs β^+ doit nous permettre d'accéder à des informations fondamentales concernant l'interaction nucléaire et la configuration des états formés.

On pense aujourd'hui que de telles informations peuvent être obtenues à partir de la connaissance de la distribution de la force de Gamow-Teller sur l'ensemble de la fenêtre en énergie disponible.

La détermination expérimentale d'une telle quantité reste cependant délicate. Les distributions établies par la détection des particules retardées s'avèrent souvent incomplètes au regard des prédictions théoriques. En effet, la décroissance β peut alimenter des régions où la densité de niveaux est élevée et où la force se fragmente. De ce fait, les transitions γ sont d'intensité trop faible et d'énergie trop grande pour être détectées efficacement par des compteurs classiques constitués de cristaux de germanium dont l'efficacité décroît rapidement avec l'énergie. Un tel problème peut être résolu en utilisant un spectromètre à absorption totale (Total Absorption Gamma Spectrometer), de grande efficacité, constitué d'un cristal de iode de sodium de gros volume couvrant la quasi-totalité de l'angle solide et susceptible de détecter toutes les composantes γ désexcitant un niveau d'énergie donnée.

Effets dynamiques dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires

Jacques NORMAND, LPC Caen

L'étude des modes de productions des fragments émis lors des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires est l'une des approches menée au sein de la collaboration INDRA afin de mieux connaître la matière nucléaire.

Dans le cas à priori simple des cassures binaires du quasi-projectile formé dans les collisions $\text{Ta} + \text{Au}$, $\text{Ta} + \text{U}$ à 33 MeV/A et $\text{U} + \text{U}$ à 24 MeV/A, nous avons mis en évidence une

compétition entre trois mécanismes : la fission standard et deux modes de cassures fortement liés à la dynamique de la collision. Ces deux derniers modes favorisent des directions de cassures particulières et la déformation du QP semble jouer un rôle important dans ces processus. La comparaison avec un modèle dynamique pourrait nous préciser le rôle de la déformation et ainsi nous apporter des informations sur la viscosité de la matière nucléaire.

Mesure du contenu étrange du nucléon

Guillaume BATIGNE, ISN Grenoble

L'expérience G0 se propose de mesurer les facteurs de forme faibles du proton (par l'échange d'un Z0) grâce aux mesures d'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés sur un proton. Cette mesure sera réalisée pour deux angles de diffusion différents de l'électron ce qui permettra pour la première fois d'extraire séparément les distributions spatiales et courants faibles dans le proton. En combinant ces nouvelles informations avec celles déjà obtenues pour les facteurs de forme électromagnétiques des nucléons, il sera possible d'accéder à la contribution des quarks étranges aux courants et charges dans le nucléon. Ces mesures, qui seront réalisées sur une grande dynamique en impulsion transférée (entre 0,1 et 1 (GeV/c)²), permettront d'étudier la dynamique des quarks de la mer dans le nucléon, puisque le nucléon n'a pas de quarks étranges de valence.

Formation et fragmentation du col dans les collisions d'ions lourds légers à l'énergie de Fermi

Luc GINGRAS, Univ. Laval

Plusieurs études des mécanismes de réaction lors des collisions violentes entre ions lourds à des énergies incidentes voisines de l'énergie de Fermi ont permis de mettre en évidence un nouveau phénomène nucléaire: la formation d'un col de matière voyageant à une vitesse intermédiaire entre celles du quasi-projectile (QP) et de la quasi-cible (QC). Cette entité, formée dans des conditions dynamiques extrêmes en densité, en forme et en excitation, constitue un laboratoire privilégié pour l'étude de la relation entre la dissipation à un corps et à deux corps, la fragmentation dynamique et la formation d'amas légers dans les milieux dilués et asymétriques, ainsi que la dépendance en densité du terme de symétrie. Les analyses menées à l'aide du multidétecteur 4 π de l'Université Laval ont permis de mettre en évidence ce phénomène pour des collisions de masses très asymétriques en voie d'entrée et avec des projectiles légers ($A \sim 30-60$) à l'aide d'une méthode de reconstruction des fragments du quasi-projectile et de fonctions de corrélation entre fragments de masse intermédiaire provenant du QP et du col, il fut possible de déterminer les temps d'émission des différentes sources ainsi que la proximité spatiale du plus gros des émetteurs primaires et du col au moment de la fragmentation rapide de ce dernier. Il a également pu être observé que le col de matière présente un excès relatif de neutrons par rapport à sa taille et au contenu en neutrons des noyaux instigateurs. Ce phénomène reste toutefois inexpliqué et ouvre la voie à des études sur le transfert de protons et neutrons entre des régions de haute et basse densité.

LISTE DES PARTICIPANTS

ANGULO Carmen

CRC- UCL - Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *angulo@cyc.ucl.ac.be*

ARNOULD Marcel

IAA - UL Bruxelles - Campus de la Plaine - CP 226 - B-1050 BRUXELLES - *marnould@astro.ulb.ac.be*

AUDI Georges

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *audi@csnsm.in2p3.fr*

BATIGNE Guillaume

ISN Grenoble - 53 Avenue des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *batigne@isn.in2p3.fr*

BERNARDOS LLORENTE Pilar

Fisica Moderna , Universidad de Cantabria - Avda Los Castros s/n - E-39005 SANTANDER - *bernardp@besaya.unican.es*

BLANK Bertram

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *blank@cenbg.in2p3.fr*

BONCHE Paul

SPhT - Service de Physique Théorique - CEA Saclay - F-91191 GIF/YVETTE Cedex - *paul@spht.saclay.cea.fr*

CABRERA Juan

IPN - Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *cabrera@fynu.ucl.ac.be*

CHANDELIER Frédéric

IPN Orsay - Groupe de Physique Théorique -BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *chandeli@ipno.in2p3.fr*

CORDIER Bernard

CEA Saclay - Service d'Astrophysique - Bâtiment 709 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE - *bcordier@cea.fr*

COUDER Manöel

IPN - 2, Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *couder@fynu.ucl.ac.be*

COURTIN Sandrine

IReS strasbourg - 23 Rue du Loess - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex - *sandrine.courtin@ires.in2p3.fr*

DEGRANGE Bernard

LPNHE - Ecole Polytechnique - Route de Saclay.- F-91128 Palaiseau Cedex - *degrange@poly.in2p3.fr*

DESCOUEMONT Pierre

PNTPM - UL Bruxelles - CP 229 - Campus de la Plaine - B-1050 BRUXELLES - *pdes@ulb.ac.be*

DUFOUR Marianne

IReS Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex - *marianne.dufour@ires.in2p3.fr*

DUGUET Thomas

SPhT - Service de Physique Théorique - CEA Saclay - F-91191 GIF/YVETTE Cedex - *duguet@spht.saclay.cea.fr*

GAMAZ Faziah

USTHB - BP 32 - El Alia - Bab Ezzouar - Algérie - *fgamaz@yahoo.com*

GINGRAS Luc

Université de Laval - Physique des Ions lourds - Sainte-Foy (QC) Canada, GIK 7P4 - *lgingras@phy.ulaval.ca*

GORIELY Stéphane

IAA - UL Bruxelles - Campus de la Plaine - CP 226 - B-1050 BRUXELLES - *sgoriely@astro.ulb.ac.be*

GUIOT Benoît

GANIL - BP 5027 -F-14076 CAEN Cedex - *guiot@ganil.fr*

HEENEN Paul-Henri

PNTPM - UL Bruxelles - CP 229 - Campus de la Plaine - B-1050 BRUXELLES - *phheenen@ulb.ac.be*

HESSE Michel

PNTPM - UL Bruxelles - CP 229 - Campus de la Plaine - B-1050 BRUXELLES - *mhesse@ulb.ac.be*

HUDAN SylvieGANIL - BP 5027 -F-14076 CAEN Cedex - *hudan@ganil.fr***KAMOUNI Rachid**PNTPM - UL Bruxelles - CP 229 - Campus de la Plaine - B-1050 BRUXELLES - *rkamouni@ulb.ac.be***LE BRUN Christian**LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *lebrunch@caelav.in2p3.fr***LECLERCQ-WILLAIN Christiane**PNTPM - UL Bruxelles - CP 229 - Campus de la Plaine - B-1050 BRUXELLES - *cwillain@ulb.ac.be***LECOLLEY François-René**LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *lecolleyf@caelav.in2p3.fr***LECOUEY Jean-Luc**LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *lecouey@caeau1.in2p3.fr***LEFEBVRE Anne**CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *lefebvre@csnsm.in2p3.fr***LELEUX Pierre**UCL - CRC - Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 LOUVAIN-LA-NEUVE - *leleux@fyuu.ucl.ac.be***MARTINO Jacques**CEA Saclay - DSM/DAPNIA/SPHN- Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *martino@cea.fr***MAYET Pascale**GSI Darmstadt - Plankstrasse 1 - D-64291 DARMSTADT - *p.mayet@gsi.de***MEYER Jacques**IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *jmeyer@ipnl.in2p3.fr***MONNOYE Olivier**GANIL - BP 5027 -F-14076 CAEN Cedex - *monnoye@ganil.fr***NEBIA Faïza**USTHB - BP 32 - El Alia - Bab Ezzouar - Algérie - *nebiaf@yahoo.fr***NORMAND Jacques**LPC Caen - 6 Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *normand@in2p3.fr***ORR Nigel**LPC Caen - 6 Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *orr@caelav.in2p3.fr***PEREIRA MEIRA DE ASSUNÇÃO Marlette**CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *meira@csnsm.in2p3.fr***PIETRI Stéphane**LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *pietri@caelay.in2p3.fr***POIRIER Eric**IReS Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex - *eric.poirier@ires.in2p3.fr***PREVOST Aurélien**IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *prevost@ipnl.in2p3.fr***ROBERFROID Vincent**IPN - Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *roberfroid@fyuu.ucl.ac.be***SAMYN Matthieu**IAA - Campus de la Plaine - CP 226 - B-1050 BRUXELLES - *msamyn@astro.ulb.ac.be***SEMAY Claude**Université de Mons-Hainaut - Place du Parc, 20 - B-7000 MONS - *claudesemay@umh.ac.be***de SEREVILLE Nicolas**

CSNSM Orsay - Bâtiment 104 - F-91405 ORSAY Campus -

SILVESTRE BRAC BernardISN Grenoble - 53 Avnue des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *silvestre@isnlp3.in2p3.fr*

SMIRNOVA Nadya

Univ. de Leuven - Celest'Jnenlaan 200 D - B-3001 LEUVEN - *nadya.smirnova@fys.kuleuven.ac.be*

SORLIN Olivier

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *sorlin@ipno.in2p3.fr*

SPARENBERG Jean-Marc

PNTPM - UL Bruxelles - CP 229 - Campus de la Plaine - B-1050 BRUXELLES - *jmspar@ulb.ac.be*

THOMAS Jean-Charles

CENBG - BP 120 -F-33175 GRADIGNAN Cedex - *thomas@cenbg.in2p3.fr*

VANDEBIST Frank

IPN - 2, Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *vanderbist@fynu.ucl.ac.be*

VOLPE Cristina

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *volpe@ipnost.in2p3.fr*

VYVEY Katrien

Univ. de Leuven - Celest'Jnenlaan 200 D - B-3001 LEUVEN - *katrien-vyvey@fys.kuleuven.ac.be*